



# La microphysique des cirrus a l'échelle du globe : Correlation avec les proprietes atmospheriques et meilleure representation dans les modeles de climat.

Fadoua Eddounia

## ► To cite this version:

Fadoua Eddounia. La microphysique des cirrus a l'échelle du globe : Correlation avec les proprietes atmospheriques et meilleure representation dans les modeles de climat.. Géophysique [physics.geo-ph]. Ecole Polytechnique X, 2004. Français. NNT : . pastel-00001049

**HAL Id: pastel-00001049**

**<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00001049>**

Submitted on 27 Jul 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**La microphysique des cirrus à l'échelle du globe:  
Corrélation avec les propriétés atmosphériques pour une  
meilleure représentation dans les modèles de climat**

*(Etudes utilisant la synergie de différentes observations spatiales)*

*Thèse présentée pour obtenir le grade de*

Docteur de l'Ecole Polytechnique

Discipline : Sciences de l'Environnement  
Spécialité : Méthodes Physiques en Télédétection

*par*

Fadoua Eddounia

Soutenue le 22 octobre 2004  
Devant le jury composé de :

Pr. Gérard Brogniez (LOA)

Dr. Patrick Chervet (ONERA)

Dr. Jean-François Gayet (LaMP)

Dr. Philippe Keckhut (SA)

Dr. Hervé LeTreut (LMD)

Dr. Claudia Stubenrauch (LMD)

Rapporteur

Examineur

Rapporteur

Examineur

Président du jury

Directrice de thèse



## Remerciements

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à Claudia Stubenrauch de m'avoir proposé ce sujet de thèse. Je ne saurais suffisamment exprimer ma gratitude pour sa disponibilité, ses conseils, la qualité de son encadrement, son soutiens et ses encouragements tout au long de ces trois années. Une pensée particulière pour Marc Virchaux, qui nous a malheureusement quitté prématurément et à qui je suis redevable pour la relecture du manuscrit de thèse et pour les corrections d'ordre syntaxique.

Je remercie Gérard Brogniez du LOA et Jean-François Gayet du LaMP d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Je remercie également les autres membres du jury : Messieurs Patrick Chervet de l'ONERA, Philippe Keckhut du SA et Hervé LeTreut du LMD.

Je tiens à remercier John Edward du MetOffice pour l'aide qu'il m'a apportée pour l'utilisation du code de transfert radiatif. Un grand merci à Gaby Rädcl pour son aide et ses conseils tout au long de ce travail qu'elle a suivi d'un bout à l'autre. Je remercie également Laurent Sauvage pour son aide pour le traitement des données LITE.

Ce travail a été effectué dans le groupe ARA du LMD. Je tiens à remercier Noëlle Scott et Alain Chédin qui m'ont accueilli dans le groupe et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Je souhaite remercier vivement Soumia Serrar pour ses encouragements et son soutien moral tout au long de cette thèse. Un grand merci à l'ensemble des personnes qui m'ont accompagnées pendant cette expérience de thèse je commence par mes collègues de bureau : Clémence Pierangelo et Eric Pequignot, je remercie également, par ordre alphabétique : Raymond Armante, Gilles Bannerot, Bernard Bonnet, Hélène Brogniez, Cyril Crevoisier, Samira Fellah, Mathieu Vrac.

Je voudrais tout particulièrement remercier Marie-claire Lanceau pour son aide dans la recherche d'articles et pour sa gentillesse.

Je remercie également Thérèse Leriche de m'avoir soutenue et encouragée durant ces trois années et avec qui j'ai passé d'excellents moments.

Toute ma reconnaissance va à mes parents, mon frère Adil, mes tantes : Khadija, Malika, Mina, Halima, Aïcha ainsi que mon oncle Hassan qui m'ont apporté leur aide et leur soutien tout au long de ce travail. Un très grand merci à Latifa Busson pour sa gentillesse et ses encouragements.





# TABLE DES MATIERES

<b>Introduction.....</b>	<b>5</b>
--------------------------	----------

## **1. Les propriétés des cirrus à partir des observations TOVS9**

<b>1.1 Inversion des données TOVS à partir du modèle 3I.....</b>	<b>10</b>
1.1.1 Principes du modèle d'inversion 3I.....	12
1.1.2 Détermination des propriétés nuageuses.....	15
<b>1.2 Détermination des propriétés microphysiques des cirrus.....</b>	<b>16</b>
1.2.1 Paramètres microphysiques et optiques des cirrus.....	16
1.2.2 Méthode de caractérisation des propriétés microphysiques des cirrus....	20
1.2.2.1 Simulation des émissivités de cirrus en fonction de $D_e$ .....	20
1.2.2.2 Détermination de $D_e$ et IWP.....	24
<b>1.3 Variations régionales et saisonnières des propriétés de cirrus.....</b>	<b>25</b>
1.3.1 Propriétés physiques des nuages hauts.....	25
1.3.2 Propriétés microphysiques des cirrus.....	25
<b>1.4 conclusion.....</b>	<b>29</b>

## **2. Evaluation de l'altitude des nuages de TOVS Path-B à partir des mesures de LITE.....**

**31**

<b>2.1 Base de données des propriétés nuageuses à partir de LITE et TOVS Path-B.....</b>	<b>32</b>
2.1.1 La mission LITE.....	32
2.1.2 Collocation des données LITE et TOVS Path-B.....	34
2.1.3 Inversion des profils de rétro-diffusion de LITE.....	37
2.1.4 conversion de la pression de nuage de TOVS en altitude de nuage.....	41
2.1.4.1 Utilisation des profils instantanés du National Meteorology center.....	41
2.1.4.2 Utilisation des profils mensuels de température virtuelle de TOVS.....	41
<b>2.2 Comparaison des altitudes de nuage.....</b>	<b>43</b>
2.2.1 Nuages bas de TOVS Path-B.....	45
2.2.1.1 Cas d'une couche nuageuse détecté par LITE.....	46
2.2.1.2 Cas de plusieurs couches nuageuses détectés par LITE.....	46
2.2.2 Nuages hauts de TOVS Path-B.....	48
2.2.2.1 Cas d'une couche nuageuse détecté par LITE.....	49
2.2.2.2 Cas de plusieurs couches nuageuses détectés par LITE.....	51
<b>2.3 Distributions zonales.....</b>	<b>53</b>
<b>2.4 Conclusions.....</b>	<b>53</b>

### **3. Corrélation entre les propriétés microphysiques des cirrus et l'état de l'atmosphère.....55**

3.1 Corrélations entre épaisseur en glace, diamètre effectif des cristaux et température .....	58
3.1.1 Distinction entre cirrus optiquement fins et plus épais.....	63
3.1.2Corrélation entre diamètre effectif des cristaux et épaisseur en glace.....	65
3.2 Propriétés atmosphériques liées aux cirrus .....	67
3.2.1 Champs d'humidité et de vents à partir des ré-analyses ERA-40.....	67
3.2.2 Collocation des propriétés des cirrus (TOVS Path-B) et de leurs propriétés atmosphériques (ERA-40).....	68
3.2.3 Variations régionales et saisonnières des propriétés atmosphériques sous-jacentes.....	69
3.3 Corrélations entre épaisseur en glace, diamètre effectif des cristaux et humidité atmosphérique et vents à grande échelle.....	71
3.4 Conclusions.....	76

### **4. Détermination de la meilleure représentation des propriétés microphysiques des cirrus pour le rayonnement dans les modèles de climat.....79**

4.1 Transfert radiatif dans un modèle de climat.....	79
4.1.1 Paramètres radiatifs de base.....	80
4.1.2 Processus radiatifs dans l'atmosphère.....	81
4.1.2.1 La diffusion.....	81
4.1.2.2 L'absorption et l'émission atmosphérique.....	83
4.1.2.3 Equation de transfert radiatif .....	83
4.1.3 Le modèle de transfert radiatif du MetOffice.....	85
4.2 Base de données des propriétés de cirrus (TOVS Path-B) et de leurs flux radiatifs (ScaRaB).....	91
4.2.1 Les flux radiatifs.....	91
4.2.1.1 La mission ScaRaB.....	92
4.2.1.2 Application des modèles angulaires pour le flux solaire réfléchi.....	92
4.2.2 Collocation des données TOVS Path-B et ScaRaB.....	92
4.2.3 Elimination des nuages à plusieurs couches.....	92
4.3 Analyse des flux radiatifs des cirrus.....	101
4.3.1Calcul des flux radiatifs à partir des données TOVS Path-B.....	101
4.3.2 Etude de sensibilité aux données d'entrée.....	104

4.3.2.1 Sensibilité au profil vertical de température.....	105
4.3.2.2 Sensibilité au profil vertical de vapeur d'eau.....	108
4.3.2.3 Sensibilité aux propriétés nuageuses.....	110
4.3.3 Comparaison des albédos de cirrus à partir de différentes paramétrisations des propriétés de diffusion simple.....	113
4.3.4 Test de la cohérence des propriétés de diffusion simple entre le domaine thermique et solaire.....	115
4.3.4.1 Corrélation entre $D_e$ et IWP par l'ajustement des albédos.....	117
4.3.4.2 Evaluation d'une paramétrisation de $D_e$ en fonction de T.....	119
4.4 Conclusions.....	120
<b>5. Conclusions et perspectives.....</b>	<b>123</b>



# Introduction

---

Les nuages jouent un rôle capital dans la modulation des échanges énergétiques du système terre-atmosphère. En effet, ils réfléchissent une partie du rayonnement solaire contribuant ainsi au refroidissement de l'atmosphère, et ils piègent une partie du rayonnement infrarouge terrestre contribuant ainsi au réchauffement de la terre. La compétition entre ces deux effets opposés est gouvernée par les propriétés physiques et microphysiques des nuages. En général, les nuages bas avec leurs faibles altitudes et leurs fortes épaisseurs optiques réfléchissent davantage de rayonnement solaire et ont ainsi une tendance au refroidissement. Par contre, les cirrus, à cause de leurs faibles épaisseurs optiques, sont relativement transparents au rayonnement solaire et en même temps captent une partie du rayonnement tellurique infrarouge et le réémettent vers le sol contribuant ainsi au réchauffement de l'atmosphère et de la surface terrestre.

L'étude du climat et de son évolution, par les modèles de climat, nécessite une bonne prise en compte des effets radiatifs des nuages. Pour le moment, la détermination de ces effets radiatifs a été identifiée par le IPCC « Panel Intergouvernemental sur le changement de climat » comme l'une des sources principale d'incertitude sur la prédiction du climat.

L'impact radiatif des cirrus (nuages des hautes altitudes) est en particulier mal pris en compte dans certains modèles à cause de l'extrême variabilité des tailles et formes des cristaux de glace de ces nuages. En effet, dans certains modèles, la distribution de taille et de forme de ces cristaux est remplacée par un diamètre effectif en supposant les cristaux de forme sphérique. Des études de Kristjansson et al. (2000) sur la sensibilité de deux modèles de climat aux hypothèses sur les propriétés microphysiques des cirrus ont montré que l'incertitude résultante sur l'effet radiatif associé à un doublement de la concentration atmosphérique en dioxyde de carbone est de l'ordre de 50%. Les résultats de telles études expliquent la grande motivation de la communauté scientifique à approfondir nos connaissances sur la microphysique des nuages.

Seule l'observation des propriétés des cirrus à différentes échelles permet de comprendre, et donc de mieux représenter, leur impact sur le climat. Les observations satellitaires offrent la possibilité d'étudier les propriétés des cirrus à une échelle globale et sur de longues périodes de temps. Les sondeurs TOVS (TIROS-N Operational Vertical Sounder) embarqués à bord

des plate-formes de la NOAA ont déjà démontré leur capacité de restitution des propriétés physiques (altitude, température et émissivité) et microphysiques (taille des cristaux et épaisseur en glace) des cirrus grâce à leur bonne résolution spectrale dans le domaine thermique.

Le travail de ma thèse s'est inscrit dans le cadre du projet Européen CIRAMOSA (Cirrus microphysical properties and their effect on RAdiation : survey and integration into climate MOdels from a combination of SATellite observations), une collaboration entre le Laboratoire de Météorologie Dynamique, le MetOffice à Exeter en Grande Bretagne, l'Institut pour la recherche marine à Kiel en Allemagne et le Laboratoire d'Optique Atmosphérique à Lille. Ce projet avait pour objectif d'étudier les propriétés physiques et microphysiques des cirrus à partir d'observations de différents instruments satellitaires ainsi que de mesures in-situ. Des corrélations entre les propriétés microphysiques des cirrus et l'état de l'atmosphère ont pu être démontrées à échelle globale, ce qui va contribuer à l'amélioration des paramétrisations des propriétés microphysiques des cirrus dans les modèles de climat pour une meilleure évaluation de leurs effets radiatifs.

Le LMD a participé à ce projet par l'élaboration d'une base climatique des propriétés physiques et microphysiques des cirrus à partir des mesures des sondeurs verticaux TOVS. Cette climatologie est la première dans son genre.

La première étape de mon travail de thèse (chapitre 2) est consacrée à l'évaluation de l'altitude des nuages de la base climatique TOVS Path-B, une variable très importante pour le calcul des flux radiatifs. Pour cette évaluation j'ai combiné des données TOVS Path-B avec les observations du lidar LITE proches en temps et en espace. Cette analyse a démontré qu'en général l'altitude de nuage de TOVS Path-B correspond bien au milieu de nuage. L'accord est meilleur pour les nuages bas que pour les nuages hauts. Ces derniers sont d'une part souvent plus hétérogènes et d'autre part, dans le cas d'un nuage sous-jacent, la structure verticale du nuage haut semble différente (avec un maximum du signal de rétro-diffusion plus haut). Dans le dernier cas, en moyenne, l'altitude de nuage de TOVS Path-B est sous-estimée d'environ 700m.

Dans une seconde étape (chapitre 3), je me suis intéressée à l'étude des corrélations entre les propriétés microphysiques des cirrus et l'état de l'atmosphère. Les échelles spatio-temporelles mises en jeu par les processus physiques de formation des nuages se caractérisent par un large spectre de variabilité. Or, la résolution spatiale et temporelle des modèles de climat est réduite et ne permet pas de prendre en compte une telle variabilité. C'est pourquoi il est nécessaire d'établir des paramétrisations permettant la représentation de ces propriétés microphysiques dans les modèles de climat. La conception et le développement de ces paramétrisations nécessitent une bonne compréhension des liens entre la composition microphysique des nuages et les processus de génération de ces nuages. Jusqu'à présent les corrélations entre les propriétés microphysiques des nuages et l'état de l'atmosphère ont été étudiées lors de campagnes de mesures in-situ et donc dans des zones et pour des périodes limitées. La base

de données TOVS Path-B des propriétés microphysiques des cirrus, avec sa couverture globale et une durée de quatre années, nous a permis d'étudier à l'échelle du globe la cohérence de ces corrélations identifiées lors des campagnes régionales. Dans un certain nombre de modèles de climat, la taille effective des cristaux de glace ou l'épaisseur en glace des cirrus sont paramétrisées en fonction de la température de nuage. Nos analyses avec les données TOVS Path-B ont démontré que cette corrélation n'existe pas à échelle globale. Pour aller plus loin, j'ai cherché à étudier l'effet de la dynamique et la thermodynamique de l'atmosphère sur les propriétés microphysiques des cirrus. Pour cette étude, j'ai combiné les propriétés des cirrus de TOVS Path-B avec les paramètres atmosphériques des ré-analyses du ECMWF. Nos études ont démontré le rôle important que jouent les vents (horizontaux et verticaux) et l'humidité de l'air dans la modulation des propriétés microphysiques des cirrus. En général, dans les situations de forts vents verticaux et horizontaux, les cirrus ont une taille effective de cristaux de glace plutôt faible. De même, l'épaisseur en glace des cirrus baignant dans une atmosphère humide contenant de forts courants ascendants est plutôt grande.

La dernière partie de ma thèse (chapitre 4) est dédiée à l'étude de la cohérence des paramétrisations des propriétés de diffusion des cristaux de glace entre le domaine thermique et le domaine solaire. Ces propriétés de diffusion dépendent de la taille effective des cristaux de glace, de la forme de ces cristaux et de la longueur d'ondes. La non-régularité des formes de cristaux de glace des cirrus fait que le traitement de la diffusion et de l'absorption du rayonnement par ces cristaux ne peut se faire que par des méthodes approchées. Nous avons déterminé les flux radiatifs au sommet de l'atmosphère en présence de cirrus à partir du modèle de transfert radiatif utilisé dans le modèle de climat britannique du MetOffice. Les propriétés physiques des cirrus provenant de TOVS Path-B, ainsi que les propriétés microphysiques établies à partir des mesures dans le domaine thermique, ont été utilisées pour calculer les albédos, qui ensuite ont été comparés aux albédos observés de ces cirrus. Ces derniers ont été déterminés par le radiomètre ScaRaB. Trois paramétrisations des propriétés de diffusion des cristaux de glace ont été testées. Ces paramétrisations ont été développées à partir de principes physiques différents ainsi que de différentes hypothèses sur la forme des cristaux de glace. En supposant des cristaux en forme de colonnes hexagonales (Fu, 1998) les observations ne sont en accord avec les calculs que pour des cirrus de faible épaisseur en glace. Les albédos calculés à partir de la paramétrisation de Baran (2003) pour des cristaux en forme d'agrégats sont bien plus en accord avec les albédos observés pour autant que le diamètre effectif des cristaux augmente avec l'épaisseur en glace des cirrus.





# Chapitre 1

---

## Les propriétés des cirrus à partir des observations TOVS

Seules les observations satellitales sont capables de fournir des informations sur l'état de l'atmosphère à une échelle globale et de façon continue. Actuellement, il existe des séries d'observations sur vingt ans, permettant un premier suivi climatique des propriétés nuageuses.

Les instruments à bord d'un satellite polaire prennent des mesures en un point donné deux fois par jour, à la même heure locale. Par contre les satellites géostationnaires ont une fréquence de mesure plus grande, mais chacun d'entre eux ne voit qu'un quart de la terre. C'est pourquoi l'observation régulière de la terre est effectuée grâce à la combinaison des mesures à partir de ces deux types de satellites.

Les radiomètres embarqués à bord des satellites mesurent le rayonnement émis, réfléchi et diffusé par l'ensemble des composantes atmosphériques ainsi que par la surface terrestre. La détermination des propriétés atmosphériques à partir de ces mesures radiatives s'effectue à travers le procédé de l'inversion de l'équation de transfert radiatif.

Dans le cadre du projet Pathfinder (programme international piloté conjointement par la NOAA et la NASA), l'équipe ARA (Analyse du Rayonnement Atmosphérique) du LMD est en train de constituer une base de données climatiques à partir des mesures des sondeurs verticaux du système TOVS (TIROS-N Operational Vertical Sounder), embarqué à bord des satellites polaires NOAA. Cette base de données, TOVS Path-B, contient l'altitude et l'émissivité infrarouge des nuages ainsi que les profils atmosphériques de température et de vapeur d'eau et couvre actuellement la période de 1987 à 1995 (Scott et al., 1999). Les données sont disponibles à une résolution spatiale de  $1^\circ$  latitude x  $1^\circ$  longitude. La bonne résolution spectrale de ces instruments permet une détermination fiable des propriétés des cirrus, de jour comme de nuit. Récemment la base de données TOVS Path-B a été complétée

par des propriétés microphysiques des cirrus. Il s'agit de la taille effective des cristaux de glace ainsi que de l'épaisseur en glace de ces nuages.

Ce premier chapitre est dédié à l'introduction des techniques d'inversion employées pour la détermination des propriétés nuageuses à partir des observations de TOVS. Nous présentons également les résultats d'une analyse des variations régionales et saisonnières des propriétés physiques et microphysiques des cirrus déterminées à partir de TOVS.

## 1.1 Inversion des données TOVS à partir du modèle 3I

Le sondeur vertical TOVS est embarqué à bord des plates-formes météorologiques de la NOAA. Le lancement de la série des instruments TOVS a démarré en 1979, et depuis, sans interruption, des mesures des caractéristiques atmosphériques, nuageuses ainsi que de la surface terrestre sont réalisées. En principe, deux satellites sont simultanément en fonction permettant d'obtenir, pour chaque point du globe, un ensemble de quatre observations par jour. La figure 1.1 présente les périodes de fonctionnement des satellites de la NOAA ainsi que leur temps de passage en mode ascendant. Nous observons que le temps d'observation reste relativement stable pour les satellites du soir (heure de passage vers 7h30 et 19h30). Par contre l'heure d'observation des satellites de l'après-midi (heure de passage vers 2h30 et 14h30) se met à dériver jusqu'à environ une heure par an. Actuellement les données de la base TOVS Path-B proviennent des observations réalisées par NOAA10, NOAA11 et NOAA12. Prochainement cette base de données sera élargie à toute la période de fonctionnement des sondeurs TOVS.

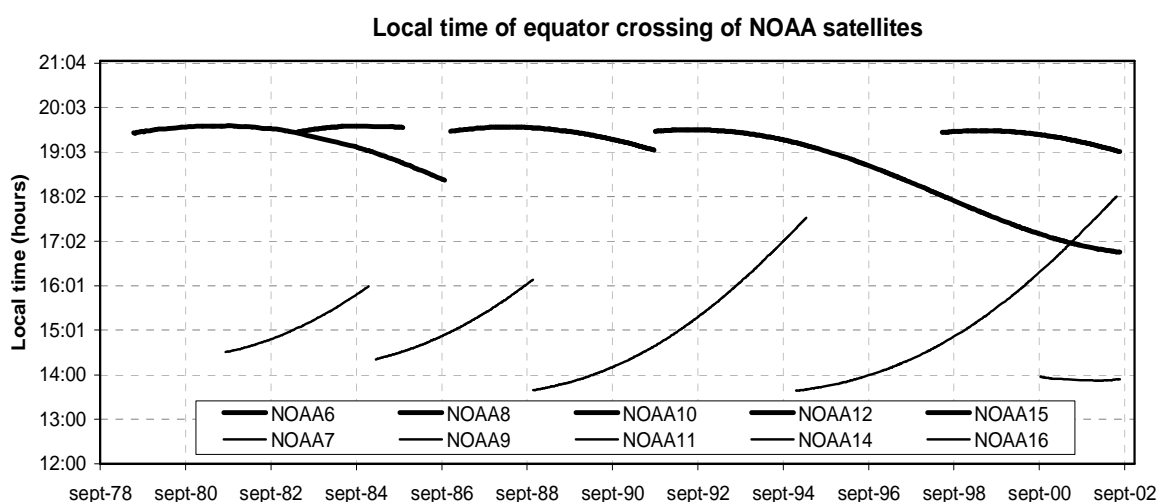


FIG. 1.1 : Heures d'observation des satellites de la NOAA.

Le système TOVS est équipé de trois radiomètres passifs mesurant le rayonnement émis et diffusé dans les régions spectrales allant du visible jusqu'aux micro-ondes :

- Le radiomètre HIRS-2 (High resolution InfraRed Sounder) est un sondeur composé de 19 canaux dans l'infrarouge et un canal dans le visible. Suivant l'angle azimutal de visé, la taille d'un spot varie de 18 km à 58 km. Les longueurs d'ondes des canaux ont été choisies afin de permettre un sondage étagé sur différentes couches atmosphériques. La figure 1.2 donne les fonctions de poids pour chacun des canaux HIRS.
- Le radiomètre MSU (Microwave Sounding Unit) est un sondeur composé de 4 canaux autour de 55 GHz. La taille d'un spot MSU varie de 109 km à 323 km.
- Le radiomètre SSU est un sondeur infrarouge composé de 3 canaux autour de 15  $\mu\text{m}$  permettant le sondage de la haute stratosphère.

Les principales utilisations de chacun des canaux HIRS et MSU sont résumées dans le tableau 1.1.

Canaux HIRS	Longueurs d'onde ( $\mu\text{m}$ )	Principaux absorbants	Max de la fct de pds (hPa)	Principale utilisation
1	15,00	CO <sub>2</sub>	30	<i>Sondage en température</i>
2	14,70	CO <sub>2</sub>	60	Ces canaux ont une meilleure sensibilité à la température pour les régions froides de l'atmosphère que les canaux à 4,3 $\mu\text{m}$ . Les canaux 5, 6 et 7 sont aussi utilisés pour le calcul des paramètres nuageux (nébulosité et altitude des sommets).
3	14,50	CO <sub>2</sub>	100	
4	14,20	CO <sub>2</sub>	400	
5	14,00	CO <sub>2</sub>	600	
6	13,70	CO <sub>2</sub> /H <sub>2</sub> O	800	
7	13,40	CO <sub>2</sub> /H <sub>2</sub> O	900	
8	11,10	Fenêtre (H <sub>2</sub> O)	Surface	<i>Température de surface et détection des nuages</i>
9	9,70	O <sub>3</sub>	25	<i>Contenu total en ozone</i>
10	8,30	H <sub>2</sub> O	900	<i>Contenu en vapeur d'eau</i> Le canal 12 est aussi utilisé pour détecter la présence de cirrus.
11	7,30	H <sub>2</sub> O	700	
12	6,70	H <sub>2</sub> O	500	
13	4,57	N <sub>2</sub> O	1000	<i>Sondage en température</i> Ces canaux ont une meilleure sensibilité à la température pour les régions chaudes de l'atmosphère que les canaux à 15 $\mu\text{m}$ . Ils sont aussi moins sensibles aux nuages.
14	4,52	N <sub>2</sub> O	950	
15	4,46	CO <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> O	700	
16	4,40	CO <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> O	400	
17	4,24	CO <sub>2</sub>	5	
18	4,00	Fenêtre	Surface	<i>Température de surface.</i> Ces canaux sont beaucoup moins sensibles aux nuages que le canal 8 mais ils sont contaminés par le rayonnement solaire.
19	3,70	Fenêtre	Surface	
20	0,70	Fenêtre		<i>Détection des nuages</i>

Canal MSU	Fréquence centrale (GHz)	Principaux absorbants	Max de la fct de pds (hPa)	Principale utilisation
1	50,31	Fenêtre	Surface	<i>Émissivité de surface</i>
2	53,73	O <sub>2</sub>	700	<i>Sondage en température.</i> Ces canaux insensibles aux nuages sont utilisés pour dépolluer les canaux HIRS des nuages.
3	54,96	O <sub>2</sub>	300	
4	57,95	O <sub>2</sub>	90	

TAB. 1.1 : Principales caractéristiques des canaux HIRS et MSU. (Source : Holz, 2001)

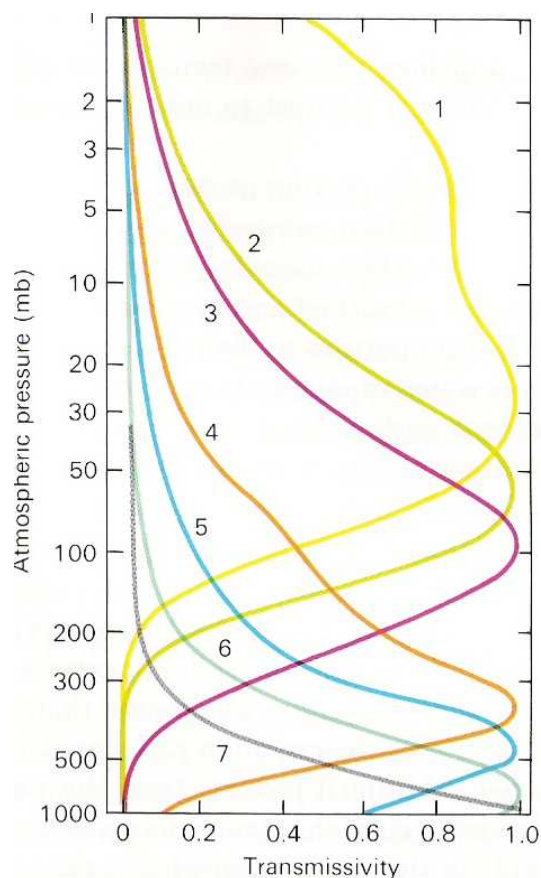


FIG. 1.2 : Fonctions de poids des canaux HIRS du rayonnement reçu des différents niveaux de l'atmosphère. (Source : Burroughs, 1991)

### 1.1.1 Principes du modèle d'inversion 3I

3I (Improved Initialization Inversion) est un modèle d'inversion de l'équation de transfert radiatif qui a été développé par l'équipe ARA du LMD (Chédin et Scott, 1984; Chédin et al., 1985). Ce modèle permet de restituer les principaux paramètres géophysiques à partir des observations de TOVS. La procédure d'inversion 3I est une méthode physico-statistique reposant sur la physique du transfert radiatif ainsi que sur les théories statistiques de l'information a priori et de la reconnaissance de formes. La non-linéarité de l'équation de transfert radiatif ainsi que la non-unicité de sa solution font que l'inversion de cette équation est un problème mal conditionné nécessitant une connaissance a priori de l'atmosphère. L'originalité de l'inversion 3I est de trouver une solution initiale aussi proche que possible de la situation atmosphérique observée, ceci en se servant de la banque de données TIGR (Thermodynamic Initial Guess Retrieval).

La banque TIGR est une base synthétique regroupant un vaste ensemble de situations atmosphériques représentatives des situations qui peuvent être rencontrées sur le globe. Au total, TIGR est constitué de 2300 situations atmosphériques sélectionnées parmi un ensemble de 150 000 mesures radiosondes (Chevallier, 1998). Suivant le profil de température virtuelle, les situations atmosphériques de TIGR sont divisées en cinq catégories de masse d'air : une tropicale, deux de moyennes latitudes et deux polaires (Achard, 1991). Le but de cette division est de construire des ensembles pour lesquels les propriétés atmosphériques sont relativement homogènes. Pour les 2300 situations atmosphériques de TIGR, les transmissions en fonction du niveau de pression ainsi que les températures de brillance des canaux HIRS et MSU ont été pré-calculées à l'aide du modèle de transfert radiatif raie-par-raie 4A (Automatized Atmospheric Absorption Atlas) (Scott et Chédin, 1981). Ces calculs sont réalisés pour 10 angles de visée, 19 niveaux de pression de surface et pour deux types de surface : terre et mer.

Pour la classification en masse d'air, les températures de brillance des canaux MSU 2, 3, 4 et du canal HIRS 3 sont comparées aux moyennes de leurs températures équivalentes des différentes classes de la base TIGR. L'observation est attribuée à la classe pour laquelle les différences entre les températures de brillance sont les plus faibles. Le choix des canaux TOVS précédents pour l'identification de la masse d'air est lié au fait que ces derniers sont moins sensibles à une éventuelle présence des nuages.

Avant de procéder à l'inversion de l'équation de transfert radiatif on cherche à déterminer si les spots de HIRS sont contaminés par les nuages. Cette étape est très importante car les profils verticaux de température et de vapeur d'eau ainsi que la température de surface ne seront déterminés qu'à partir des spots de ciel clair ou clarifiés (Chédin et al., 1985). Ces propriétés nuageuses seront déterminées à partir des spots nuageux. Pour détecter les nuages, une série de tests est appliquée à chaque spot HIRS. Ces tests reposent essentiellement sur la cohérence entre les différents canaux TOVS ainsi que sur l'hétérogénéité de la scène. En effet, les canaux micro-ondes MSU sondent à travers les nuages permettant ainsi l'estimation des températures de brillance d'une situation de ciel clair. La comparaison de cette température avec celle reconstruite à partir d'une régression sur des températures de brillance mesurées par différents canaux HIRS décide si le spot est clair ou nuageux (un résumé des tests nuageux est valable dans Stubenrauch et al. (2004)). Ensuite les températures de brillance seront moyennées sur des ensembles de spots couvrant 100 km x 100 km (six à douze spots dépendant de l'angle de visé), séparément sur les spots à ciel clair et les spots nuageux. La résolution de ces « boîtes » est un compromis entre la taille des spots HIRS et celle des spots MSU. Une boîte est déclarée claire lorsque tous les spots HIRS passent avec succès les tests nuageux, elle est déclarée nuageuse dans le cas où tous les spots sont nuageux et elle est partiellement nuageuse dans les autres cas.

Pour déterminer la solution initiale, les luminances claires ou décontaminées de l'effet des nuages sont comparées à celles de la classe de TIGR correspondante à l'observation (type de masse d'air, angle de visée, pression de surface et type de surface). La moyenne des profils

atmosphériques de TIGR les plus proches de l'observation est retenue comme une solution initiale pour la restitution de la température.

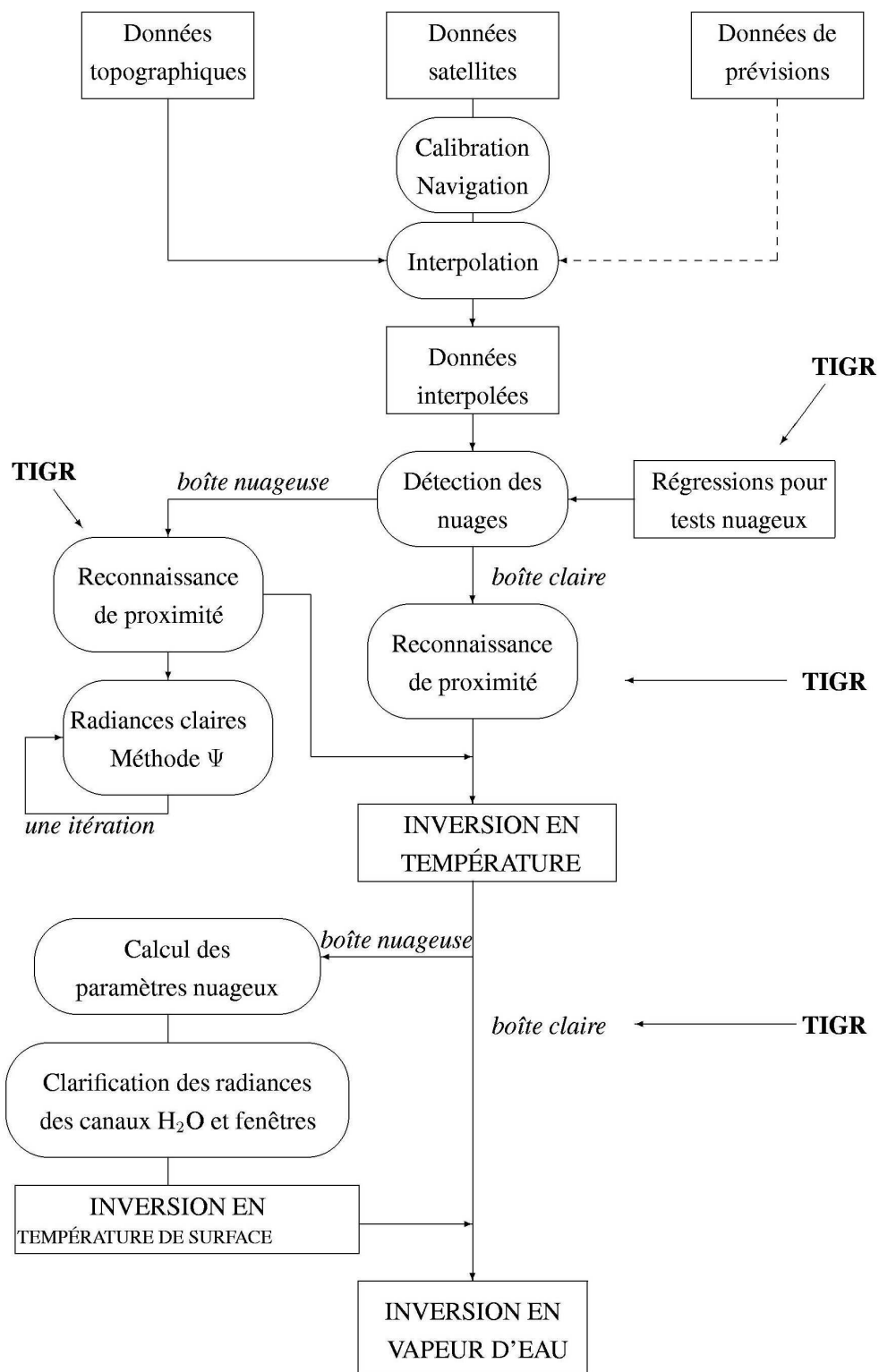


FIG. 1.3 : Schéma de l'algorithme d'inversion 3I. (Source : Holz, 2001)

Une fois la solution initiale déterminée, on cherche à estimer la différence entre les profils de température de la situation observée et du profil de la solution initiale. La restitution de la distribution verticale de la vapeur d'eau est réalisée en utilisant une méthode de réseaux de neurones (Chaboureau et al., 1998). Pour la restitution de la température de surface, on tient compte de la contribution de la vapeur d'eau, de l'émissivité de surface ainsi que des nuages aux luminances observées. Pour des observations claires ou partiellement nuageuses, la restitution de la température de surface se fait par régression en utilisant les coefficients issus de TIGR. La détermination du profil de vapeur d'eau et de la température de surface en présence des nuages ne peut avoir lieu que dans le cas où l'émissivité effective de ces nuages est inférieure à 0.6. Un organigramme de l'algorithme 3I est représenté sur la figure 1.3.

### 1.1.2 Détermination des propriétés nuageuses

Les propriétés nuageuses sont déterminées à partir de quatre luminances HIRS dans la bande d'absorption de CO<sub>2</sub> se situant autour de 15 µm (avec des maxima des fonctions de poids entre 400 et 900 hPa) et d'une luminance dans la fenêtre atmosphérique à 11 µm. Les luminances moyennées sur l'ensemble des spots HIRS qui ont été déclarés nuageux sont utilisées dans ce processus de détermination des propriétés nuageuses. On suppose que l'ensemble des spots nuageux d'une boîte est couvert d'une couche homogène de nuage. La pression moyenne au sommet du nuage ( $p_{cld}$ ) ainsi que son émissivité effective ( $\epsilon_{cld}$ ) sont déterminées à partir d'une méthode de minimisation de  $\chi^2$  pondéré (Stubenrauch et al., 1999a).

Dans un canal donné ( $\lambda_i$ ) et pour une luminance mesurée  $I_m(\lambda_i)$ , l'émissivité effective d'un nuage à un niveau de pression  $p_k$  est donnée par :

$$\epsilon_{cld}(p_k) = \frac{I_m(\lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i)}{I_{cld}(p_k, \lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i)} \quad (1.1)$$

où  $I_{clr}(\lambda_i)$  est la luminance calculée pour une situation ciel clair à la longueur d'onde  $\lambda_i$  et  $I_{cld}(p_k, \lambda_i)$  est la luminance calculée à cette longueur d'onde pour un nuage opaque se situant au niveau  $p_k$ . Cette émissivité est calculée pour 30 niveaux de pression. Le niveau de pression du nuage est celui pour lequel on obtient la meilleure cohérence entre les émissivités pour les cinq longueurs d'ondes. C'est le niveau qui minimise la fonction  $\chi_w^2$  tel que :

$$\chi_w^2(p_k) = \sum_{i=4}^8 \frac{[(I_{cld}(p_k, \lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i)) \times \epsilon_{cld}(p_k) - (I_m(\lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i))]^2}{\sigma^2(\lambda_i)} \times W^2(p_k, \lambda_i) \quad (1.2)$$



Les  $\sigma(\lambda_i)$  correspondent au bruit instrumental des canaux HIRS. Les  $W(p_k, \lambda_i)$  sont des poids empiriques qui prennent en compte l'effet de l'incertitude sur le profil de température utilisé dans les calculs de  $I_{\text{cld}}(p_k, \lambda_i)$  et de  $I_{\text{clr}}(\lambda_i)$ . Ces poids dépendent du niveau de pression à cause des fonctions de poids des différents canaux HIRS : par exemple en haut de l'atmosphère le canal à 14  $\mu\text{m}$  aura un poids plus important que le canal à 11  $\mu\text{m}$  car le premier a une fonction de poids autour de 400 hPa alors que le second a une fonction de poids au niveau de la surface. Une fois la pression au sommet du nuage déterminée, sa température peut être obtenue à partir du profil de température restitué par 3I.

## 1.2 Détermination des propriétés microphysiques des cirrus

### 1.2.1 Paramètres microphysiques et optiques des cirrus

Les propriétés microphysiques des nuages désignent l'ensemble des grandeurs physiques caractérisant les propriétés dimensionnelles, morphologiques et physico-chimiques des particules composant ces nuages. Ces propriétés ont une incidence directe sur le comportement radiatif et sur l'évolution temporelle des nuages. Ainsi une connaissance approfondie de ces propriétés est nécessaire pour assurer une bonne représentation des effets des nuages dans les modèles de climat.

Les cirrus sont les nuages de la haute troposphère ( $p_{\text{cld}} < 440$  hPa) composés principalement de cristaux de glace. Leurs caractéristiques morphologiques et dimensionnelles présentent une grande dispersion. La figure 1.4 donne une idée de la multitude des formes et des tailles que peuvent prendre ces particules. Des études récentes sur la fréquence d'occurrence des différentes formes de cristaux composant les cirrus ont montré que les formes prédominantes sont les formes irrégulières (Korolev et Hallett, 2000).

L'ordre de grandeur dimensionnel des cristaux de glace des cirrus est très variable. D'après le sommaire de Dowling et Radke (1990) des propriétés microphysiques des cirrus collectées lors des différentes campagnes in-situ, les cristaux de glace de ces nuages peuvent prendre des valeurs variant entre 1 et 8000  $\mu\text{m}$ . La variabilité dimensionnelle des cristaux de glace est décrite par la distribution de taille. Des exemples de distributions de taille ont été relevées durant différentes campagnes de mesure (par ex. : ICE (Francis et al., 1994) ; CEPEX (McFarquhar and Heymsfield, 1996) ; FIRE (Kinne et al. 1997) ; EUCREX (Raschke et al. 1998)). En se basant sur des mesures in-situ ainsi que sur des études théoriques sur les processus de formation des cirrus, différentes formulations mathématiques ont été développées pour décrire ces distributions de taille. La figure 1.5 montre les distributions de taille observées pendant les campagnes EUCREX et CEPEX comparées à une fonction  $\Gamma$  bimodale (c'est à dire avec un mode de petites particules et un mode de particules plus grandes). Cette dernière description a été développée par Mitchell et al. (1993) :

$$\begin{aligned}
N(D) &= N_s(D) + N_l(D) \\
&= N_{0,s} D^{\nu_s} \exp(-\Lambda_s D) + N_{0,l} D^{\nu_l} \exp(-\Lambda_l D) \\
&= N_{0,s} \exp\left(-\frac{D}{\bar{D}_s}\right) + N_{0,l} D^{\nu} \exp\left(-\frac{(\nu+1)D}{\bar{D}_l}\right)
\end{aligned} \tag{1.3}$$

avec  $\nu = 2[1 - \exp(-(\frac{\bar{D}_l}{100\mu\text{m}})^3)]$ .

où  $N_l$  et  $N_s$  désignent respectivement les distributions du mode de grandes particules et du mode de petites particules.  $D$  est la dimension maximale d'un cristal.  $\bar{D}_l$  et  $\bar{D}_s$  sont respectivement les tailles maximales moyennes du mode de grandes particules et du mode de petites particules. La formulation de la distribution de taille exprimée par l'équation (1.3) a été utilisée dans la détermination de la taille effective des cristaux de glace des cirrus à partir des observations de TOVS (voir section 1.2.2).

Des distributions de taille de forme bimodale ont été développées à partir d'un modèle physique prenant en compte les processus de déposition de vapeur d'eau ainsi que les processus d'agrégation (par ex: Arnott et al., 1995; McFarquar et Heymsfield, 1996). Cette forme a été confirmée par des campagnes de mesure utilisant des instruments sensibles aux particules de tailles plus petites que 20  $\mu\text{m}$  (Mitchell et al., 1996; Mace et al., 1998).

Dans les modèles de climat, les interactions entre les cristaux composant les cirrus et le rayonnement ne peuvent pas être traitées au niveau individuel de chaque particule. C'est pourquoi il est nécessaire de définir des paramètres permettant la description de ces interactions au niveau de toute la population des particules du nuage. D'un point de vue radiatif, la distribution de taille des particules d'un nuage peut être caractérisée par le rayon ou le diamètre effectif. Le diamètre effectif moyen,  $D_e$ , peut être défini comme un chemin effectif parcouru par un photon à travers des cristaux d'un cirrus d'une distribution de taille donnée, et il est défini par (Mitchell, 2002):

$$D_e = \frac{3}{2} \frac{\int_0^\infty Vn(r)dr}{\int_0^\infty Pn(r)dr} = \frac{3}{2} \frac{IWC_s + IWC_l}{\rho_i(P_s + P_l)} \tag{1.4}$$

où  $\rho_i$  représente la densité de la glace (0.92 g/cm<sup>3</sup>).  $IWC_s$  et  $IWC_l$  sont les contenus en glace,  $P_s$  et  $P_l$  sont les surfaces projetées, correspondants aux modes de petites et grandes particules respectivement (avec des cristaux d'une dimension maximale inférieure à 20  $\mu\text{m}$  pour le mode des petites tailles).

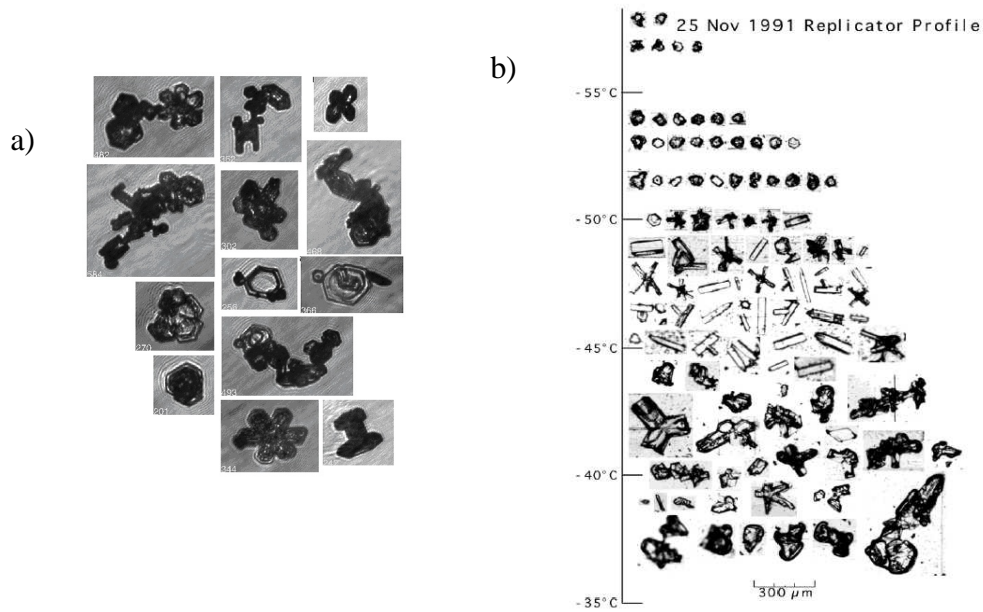


FIG. 1.4 : Echantillons de forme de cristaux de glace collectés durant deux campagnes de mesures in-situ : a) de la mission EMERALD (source : <http://cloudbase.phy.umist.ac.uk/field/emerald/emerald2dat.htm>), b) de la mission FIRE II. (source : Heymsfield et Iaquinata, 2000)

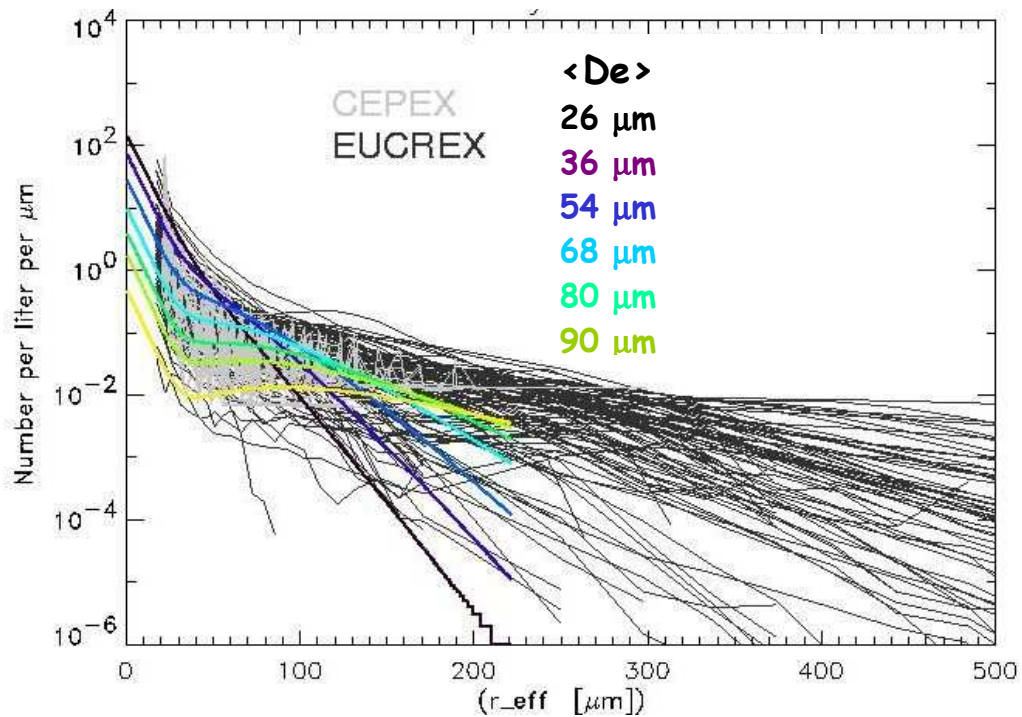


FIG. 1.5 : Distributions de taille de cristaux de glace mesurées pendant les campagnes EUCREX et CEPEX, comparées à la paramétrisation de l'équation 1.3. (source : A. Macke)

Les propriétés optiques fondamentales permettant la description des interactions entre le rayonnement et une particule sont les propriétés de diffusion simple. Ces propriétés décrivent les processus d'extinction du rayonnement par une particule, c'est à dire la diffusion et l'absorption (voir chapitre 4.1), et elles consistent en :

- Les coefficients d'efficacité d'absorption ( $Q_{abs}$ ), de diffusion ( $Q_{diff}$ ) et d'extinction ( $Q_{ext}$ ) :  $Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{diff}$

Ces coefficients caractérisent respectivement l'absorption, la diffusion et l'extinction par une particule.  $Q_{abs}$  est défini comme le rapport entre la quantité d'énergie absorbée par la particule sur la quantité d'énergie totale incidente sur la surface de la particule projetée dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du rayonnement. De même,  $Q_{diff}$  est le rapport entre la quantité d'énergie diffusée et la quantité d'énergie incidente.  $Q_{ext}$  est la somme de  $Q_{abs}$  et de  $Q_{diff}$ .

- l'albédo de diffusion simple ( $\omega_0$ ) :  $\omega_0 = \frac{Q_{diff}}{Q_{ext}} = 1 - \frac{Q_{abs}}{Q_{ext}}$

Ce paramètre est défini comme le rapport entre la fraction d'énergie atténuée par diffusion par une particule et la fraction d'énergie atténuée par extinction c'est à dire par absorption et diffusion. Il est proportionnel à la probabilité pour qu'un photon soit atténué par diffusion et non pas par absorption.

- La fonction de phase ( $P$ ) et le paramètre d'asymétrie ( $g$ ):

$$g = \frac{\int_{-1}^1 \cos \theta \cdot P(\cos \theta) d(\cos \theta)}{\int_{-1}^1 P(\cos \theta) d(\cos \theta)}$$

La fonction de phase définit la distribution angulaire du rayonnement diffusé par une particule. Elle traduit la probabilité pour que le rayonnement incident suivant la direction  $\Omega$  soit diffusé dans la direction  $\Omega'$  après son interaction avec la particule. Pour le calcul des flux radiatifs, la structure du rayonnement diffusé est fréquemment caractérisée par le paramètre d'asymétrie ( $g$ ). Ce paramètre est défini comme la moyenne de  $P(\Omega, \Omega')$  pondérée par le cosinus de l'angle de diffusion  $\theta$ . Il peut prendre des valeurs variant entre  $-1$  et  $1$ .  $g$  est égal à  $0$  dans le cas d'une diffusion isotrope, il est inférieur à  $0$  dans le cas où la diffusion en arrière est prédominante, et il est supérieur à  $0$  dans le cas contraire.

Les propriétés de diffusion simple dépendent de la taille et de la forme de la particule en interaction ainsi que de la longueur d'onde du rayonnement.

Dans le cas d'interactions avec toute une population de particules à taille variable, comme celle qui constitue les cirrus, ces propriétés doivent être intégrées sur l'ensemble de la distribution de taille. Ainsi on définit le coefficient d'absorption volumique  $\beta_{abs}$  (en  $m^{-1}$ ) par :

$$\beta_{abs} = \int_0^{\infty} Q_{abs}(D)P(D)n(D)dD \quad (1.5)$$

où  $P(D)$  est la surface projetée d'une particule et  $n(D)$  représente le nombre de particules d'une taille entre  $D$  et  $D+dD$  par unité de volume.

Les coefficients d'extinction ( $\beta_{ext}$ ) et de diffusion ( $\beta_{diff}$ ) volumiques sont définis d'une manière similaire à  $\beta_{abs}$  en remplaçant  $Q_{abs}$  par  $Q_{ext}$  et  $Q_{diff}$  respectivement.

## 1.2.2 Méthode de caractérisation des propriétés microphysiques des cirrus

Le comportement spectral de la réflectivité ainsi que de l'émissivité des cirrus dépend de leur composition microphysique. Cette dépendance a favorisé le développement de techniques de restitution des propriétés microphysiques des nuages à partir des observations satellites. Par exemple, Han et al. (1997) ont développé un algorithme de caractérisation de la taille effective des cristaux de glace en combinant les mesures à  $3.7 \mu m$  du radiomètre AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) avec l'épaisseur optique visible des cirrus de ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project).

Différentes études ont montré que la taille effective des cristaux de glace des cirrus est reliée à la différence entre les émissivités à  $8$  et à  $11 \mu m$  de ces nuages (par ex. : Prabhakara et al., 1988 ; Ackerman et al., 1990 ; Strabala et al., 1994 ; Baran et al., 1998). Stubenrauch et al. (1999b) et Rädcl et al. (2003) ont mis au point une technique de restitution de  $D_e$  à l'échelle du globe à partir des mesures de TOVS à  $8.3$  et  $11.1 \mu m$ . Par la suite nous allons introduire les grands traits de cette technique, basée essentiellement sur la différence spectrale de l'absorption du rayonnement thermique par les cristaux de glace. Pour une présentation plus détaillée on peut se reporter aux deux références précédentes ainsi qu'à Holz (2001).

### 1.2.2.1 Simulation des émissivités de cirrus en fonction de $D_e$

Des tables de référence reliant les différences des émissivités effectives à  $8.3 \mu m$  et  $11.1 \mu m$  au diamètre effectif  $D_e$  ont été réalisées. Les émissivités effectives ont été simulées par un modèle de transfert radiatif (Streamer ; Key et Schweiger 1998) en variant le contenu en glace et le diamètre effectif des cristaux d'un nuage homogène d'une épaisseur géométrique de  $1$  km, composé de polycristaux avec une distribution de taille bimodale de forme  $\Gamma$ .

Le calcul de ces émissivités nécessite l'introduction des propriétés de diffusion simple (voir section 1.2.1) aux deux longueurs d'onde en fonction de  $D_e$ . Pour le calcul des coefficients d'absorption et d'extinction de cristaux de glace de forme non-sphérique un modèle développé par Mitchell (1996, 2002) et basé sur l'approximation de la diffraction anormale (ADA) a été utilisé. L'ADA (Van de Hulst, 1957) permet d'exprimer la valeur asymptotique du facteur d'efficacité d'absorption à une longueur d'onde  $\lambda$  en fonction du chemin effectif  $d_e$ .

parcouru par un photon dans la particule avec un indice de réfraction imaginaire  $n_i$  proche de 1:

$$Q_{abs}^{ADA} = 1 - \exp\left(\frac{-4\pi n_i d_e}{\lambda}\right) \quad (1.6)$$

Le chemin effectif  $d_e$  est calculé à partir de la géométrie de la particule comme le rapport entre le volume et la surface projetée de cette dernière. Pour pouvoir appliquer l'ADA aux cristaux de glace (avec  $n_i$  entre 0.04 à  $\lambda=8 \mu\text{m}$  et 0.4 à  $\lambda=12 \mu\text{m}$ ), il est nécessaire de prendre en compte les effets de réfraction et de réflexion interne ( $c_{int}$ ). Un autre processus non pris en compte est lié à la captation des photons sur des trajectoires à l'extérieur de la particule. Nussenzweig et Wiscombe (1980) ont démontré que ces processus peuvent être interprétés comme un effet tunnel ( $c_{tun}$ ). La contribution de cet effet à l'absorption de la particule devient plus importante lorsque la taille de cette dernière est comparable à la longueur d'onde du rayonnement incident. Cependant dans le cas de particules de formes complexes, tel que par exemple dans notre cas les polycristaux, des agrégats de plaquettes hexagonales de glace, l'effet tunnel est négligeable (Baran et al., 2001).

Le modèle de Mitchell tient compte de ces corrections par les relations :

$$Q_{abs} = (1 + c_{int} + c_{tun}) Q_{abs}^{ADA} \quad (1.7)$$

avec

$$c_{int} = \begin{cases} 0.25 \times e^{\frac{-4\pi n_i d_e}{\lambda}} & \text{pour } x > 6 \\ 0.25 \times (1 - e^{-0.014(n_r x)^3}) & \text{pour } x < 6 \end{cases}$$

où  $n_r$  est la partie réelle de l'indice de réfraction et  $x$  est le paramètre de taille ( $x=2\pi r/\lambda$ ,  $r$  est le rayon de la particule).

Ensuite les propriétés de diffusion simple sont moyennées sur la distribution de taille et intégrées en fonction de  $D_e$  dans le modèle de transfert radiatif 'Streamer'. Ce modèle tient compte de la diffusion multiple, basé sur la méthode des ordonnées discrètes (Stamnes et al., 1988), afin de simuler les émissivités des cirrus.

Pour les simulations des émissivités, le cirrus est supposé avoir son sommet à 10 km. La température varie en fonction de l'altitude suivant un profil tropical avec une température de surface de 300 K. La contribution de la colonne atmosphérique n'est pas prise en compte dans les calculs des émissivités, car cette contribution peut être éliminée des émissivités observées en utilisant les profils atmosphériques de TOVS Path-B. L'émissivité à la longueur d'onde  $\lambda$  et à l'angle zénithal de visée  $\theta_v$  est calculée à partir de :

$$\varepsilon(\lambda, \theta_v, D_e, IWP) = \frac{B(T_B^m(\lambda, \theta_v, D_e, IWC)) - B(T_s(\lambda, \theta_v))}{B(T_{cld}(\lambda, \theta_v)) - B(T_s(\lambda, \theta_v))} \quad (1.8)$$

où  $B$  représente la fonction de Planck et  $T_B^m$  est la température de brillance mesurée ou celle simulée en intégrant la microphysique du nuage.  $T_s$  et  $T_{cld}$  sont respectivement la température de surface et la température de nuage. Afin d'assurer une représentativité du large spectre dimensionnel des nuages de glace, les simulations sont effectuées en variant le  $D_e$  entre 7 et 90  $\mu\text{m}$  et le IWC entre 0.5 à 130  $\text{mg}/\text{m}^3$ . Après avoir simulé les luminances mesurées, de ciel clair et du nuage opaque à la même altitude, les émissivités à 8.3 et 11.1  $\mu\text{m}$  sont déterminées en appliquant l'équation 1.8.

Dans le code Streamer, la région spectrale thermique est représentée par 105 bandes couvrant les longueurs d'onde de 4.17  $\mu\text{m}$  à 500  $\mu\text{m}$ . Pour les simulations des émissivités, des fonctions de poids prenant en compte la réponse spectrale des instruments de HIRS ont été appliquées. Ainsi l'émissivité à 8.3  $\mu\text{m}$  est simulée à partir de quatre bandes spectrales en utilisant des poids variant entre 12% et 34%, et celle à 11.1  $\mu\text{m}$  à partir de deux bandes spectrales avec des poids de 55% et 45%.

Les résultats des simulations sont représentés sous forme de tables de référence donnant les valeurs de  $D_e$  dans l'espace ( $\varepsilon(8.3 \mu\text{m})$ ,  $\varepsilon(11.1 \mu\text{m})$ ) avec une résolution en  $\varepsilon$  de 0.002. La figure 1.6 montre la différence entre les émissivités à 11.1  $\mu\text{m}$  et à 8.3  $\mu\text{m}$  en fonction de l'émissivité à 11.1  $\mu\text{m}$  pour différentes valeurs de  $D_e$ . A une émissivité  $\varepsilon(11.1 \mu\text{m})$  donnée, qui correspond à un certain chemin en glace (IWP), la différence entre les deux émissivités décroît lorsque  $D_e$  augmente. La différence est maximale pour les cirrus semi-transparents avec  $\varepsilon(11.1 \mu\text{m}) \approx 0.7$  et elle devient négligeable pour les cirrus très fins et des cirrus épais (effet de saturation). Ainsi cette méthode de restitution de  $D_e$  n'est appliquée qu'aux cirrus avec des émissivités entre 0.3 et 0.85.

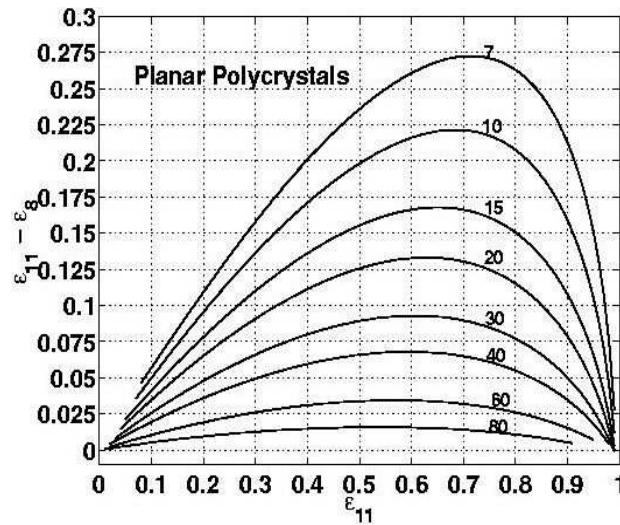


FIG. 1.6 : Différences des émissivités effectives simulées à 11 et 8  $\mu\text{m}$  en fonction de l'émissivité à 11  $\mu\text{m}$ . (d'après Rädel et al., 2003)

Rädel et al. (2003) ont réalisé une étude de sensibilité de la restitution de  $D_e$  aux hypothèses sur (1) la géométrie des cristaux de glace, (2) la forme de la distribution de taille, (3) les paramètres atmosphériques et (4) l'hétérogénéité du nuage. Une synthèse des résultats de cette étude de sensibilité est reportée sur le tableau 1.2.

		petit $D_e$ grand $D_e$	
Forme des cristaux	sphères	+ 15%	+30%
	colonnes hexagonales	+ 15%	+25%
distribution de taille	des tropiques	- 20%	- 28%
	des moy. latitudes	+ 5%	- 20%

		cirrus fins petit $D_e$ grand		cirrus épais petit $D_e$ grand $D_e$	
altitude du nuage	$h_{\text{cld}}^{\text{std}} + 4 \text{ km}$	- 4%	- 2%	- 6%	- 2%
épaisseur physique	$z^{\text{std}} + 1 \text{ km}$	+ 4%	+ 6%	+ 8%	+ 10%
taux de décroissance de la température	$6.5^\circ/\text{km} \rightarrow 11.5^\circ/\text{km}$	+ 3%	+ 3%	+ 5%	+ 5%
température de surface	$T_{\text{surf}}^{\text{std}} - 15 \text{ K}$	+ 3%	+ 2%	+ 5%	+ 2%
hétérogénéité horizontale	90% couverture nuageuse	+ 7%	+ 2%	+ 25%	+ 12%
hétérogénéité verticale	$\text{IWC}(\text{low}) = 1.5 \text{ IWC}(\text{hgh})$	+ 0.5%	+ 1.0%	+1.2%	+ 1.7%
	$D_e(\text{low}) = 2 D_e(\text{high})$	- 15%	- 20%	- 15%	- 20%
	$D_e = f(T)$ (Ivanova et al. 2001)	+ 0.5%	+ 0.5%	+0.2%	+ 0.2%
nuage d'eau	$r_e=10\mu\text{m}$ , $\text{LWC}=0.03\text{g/m}^3$	+ 10%	+ 15%	+ 9%	+ 9%
sous-jacent	$r_e=7\mu\text{m}$ , $\text{LWC}=0.20\text{g/m}^3$	+ 25%	+ 25%	+ 15%	+ 15%

TAB. 1.2 : Récapitulatif des sources d'incertitudes ainsi que leur effet sur le  $D_e$  restitué. La situation standard correspond à un nuage avec les caractéristiques suivantes: homogène, altitude ( $h_{\text{cld}}^{\text{std}}$ ) 10 km, épaisseur ( $z^{\text{std}}$ ) 1 km, polycristaux, distribution de taille bimodale  $\Gamma$ , température de surface ( $T_{\text{surf}}^{\text{std}}$ ) 300K (d'après Rädel et al., 2003).

Ce tableau nous montre que la valeur de  $D_e$  peut avoir un biais dans les cas suivants :

$D_e$  peut être surestimé jusqu'à 25% dans le cas :

- d'un cirrus fin au dessus d'un nuage d'eau
- d'un cirrus épais avec une couverture partielle
- d'un cirrus composé de cristaux de glace en forme de colonnes hexagonales



$D_e$  peut être sous-estimé jusqu'à 25% dans le cas :

- de taille de cristaux s'accroissant avec la profondeur dans le cirrus
- d'une large distribution de taille

### 1.2.2.2 Détermination de $D_e$ et IWP

Les températures de brillance mesurées par HIRS à 8.3  $\mu\text{m}$  et 11.1  $\mu\text{m}$ , les températures du nuage ( $T_{\text{cld}}$ ) et de la surface ( $T_{\text{surf}}$ ) restituées par 3I ainsi que le profil TIGR le plus proche de l'observation sont utilisés pour déterminer les émissivités à 8.3  $\mu\text{m}$  et 11.1  $\mu\text{m}$ , ceci en appliquant l'équation 1.8. Les luminances à 8.3  $\mu\text{m}$  et à 11.1  $\mu\text{m}$  de la surface et du nuage sont calculées par le code de transfert radiatif 3R (Rapid Recognition Radiances) (Flobert, et al., 1986) à partir des températures thermodynamiques  $T_{\text{surf}}$  et  $T_{\text{cld}}$  et en utilisant les transmissivités équivalentes au profil TIGR le plus proche de l'observation atmosphérique. Ces calculs permettent de tenir compte du rôle joué par la vapeur d'eau atmosphérique dans les émissions.

En comparant les émissivités du cirrus aux tables de référence établies par les simulations décrites dans la section 1.2.2.1,  $D_e$  peut être restitué pour des angles de visée inférieurs à 30°.

L'émissivité du cirrus, comme le montre la figure 1.7, dépend de l'épaisseur en glace (IWP) ainsi que du diamètre effectif des cristaux de glace. Ainsi, un autre ensemble de tables de référence a été créé représentant les variations de IWP en fonction de  $D_e$  et de  $\varepsilon(11 \mu\text{m})$ . Pour une observation donnée, le IWP peut être restitué en comparant les valeurs de  $D_e$  et de  $\varepsilon(11 \mu\text{m})$  à celles contenues dans les tables de référence.

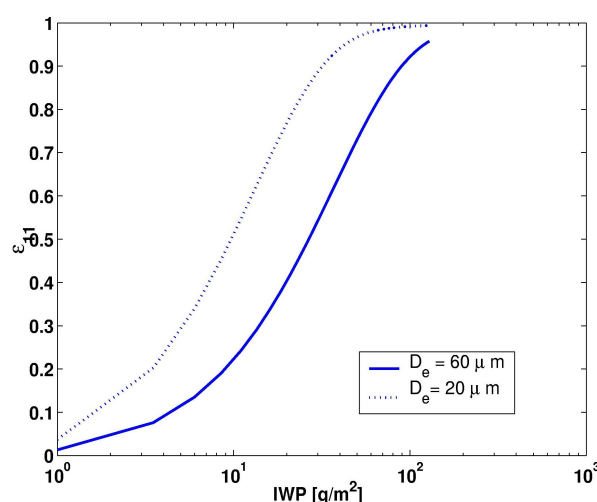


FIG. 1.7 : L'émissivité simulée à 11  $\mu\text{m}$  en fonction de l'épaisseur en glace pour deux  $D_e$  :  $D_e=20 \mu\text{m}$  et  $D_e=60 \mu\text{m}$ . (source : Stubenrauch et al., 2004)

## 1.3 Variations régionales et saisonnières des propriétés de cirrus

### 1.3.1 Propriétés physiques des nuages hauts

D'après huit ans d'observations TOVS Path-B, les nuages occupent en moyenne 73% de la surface de la planète. Cette couverture est répartie en 74% au dessus des mers et 69% au dessus des continents. Les cirrus ont une occurrence de 27%. Les nuages hauts formés lors des activités convectives, nuages d'une grande influence sur le cycle hydrologique, représentent uniquement 2.5% de l'ensemble des nuages hauts.

La figure 1.8 montre les moyennes mensuelles et zonales de la couverture, de l'émissivité effective et de la température des nuages hauts de TOVS Path-B. Trois bandes de latitude sont comparées : les tropiques (15°N-15°S), moyennes latitudes nord (30°N-60°N) et moyennes latitudes sud (30°S-60°S). La période étudiée va de Juin 1987 à Mai 1995. Pendant cette période, la couverture moyenne des nuages hauts reste stable sur les trois régions avec une moyenne autour de 50% au dessus des régions tropicales, 29% au dessus des moyennes latitudes nord et 26% au dessus des moyennes latitudes sud. Les nuages hauts des régions tropicales sont les plus fins (avec une émissivité autour de 0.42) et les plus froids (autour de 230 K). En moyenne, ces nuages sont plus épais ( $\epsilon$  autour de 0.61) au dessus des moyennes latitudes sud qu'au dessus des moyennes latitudes nord ( $\epsilon$  autour de 0.54).

Très probablement lié à la distribution des terres, cette dernière variable suit un fort cycle saisonnier (de 0.48 en été à 0.65 en hiver) dans les moyennes latitudes nord, alors qu'elle reste presque constante dans les moyennes latitudes sud. Une autre différence dans le comportement des nuages hauts entre les moyennes latitudes nord et sud s'observe dans le cycle saisonnier de leur couverture : dans l'hémisphère nord la couverture est maximale pendant l'été alors qu'un léger maximum apparaît pendant l'hiver dans l'hémisphère sud. Ce cycle saisonnier de la couverture vient uniquement du fort cycle au dessus de la terre dans l'hémisphère nord avec une variation entre 25% et 35%.

### 1.3.2 Propriétés microphysiques des cirrus

Actuellement la restitution des propriétés microphysiques ( $D_e$  et IWP) des cirrus porte uniquement sur les observations de la période NOAA-10, c'est à dire de Juin 1987 à Septembre 1991. Comme il a été exposé précédemment, la restitution de  $D_e$  est effectuée à partir des mesures des canaux à 8.3 et 11.1  $\mu\text{m}$ . Seuls les instruments HIRS à bord des satellites NOAA-10 et NOAA-12 ont été équipés de ces deux canaux simultanément. Concernant les observations de la période NOAA-12, il a été relevé que le canal à 8.3  $\mu\text{m}$  de

HIRS avait un problème à basses températures. C'est pourquoi la restitution de  $D_e$  ne peut pas avoir lieu à partir de ces observations (Stubenrauch et al., 2004).

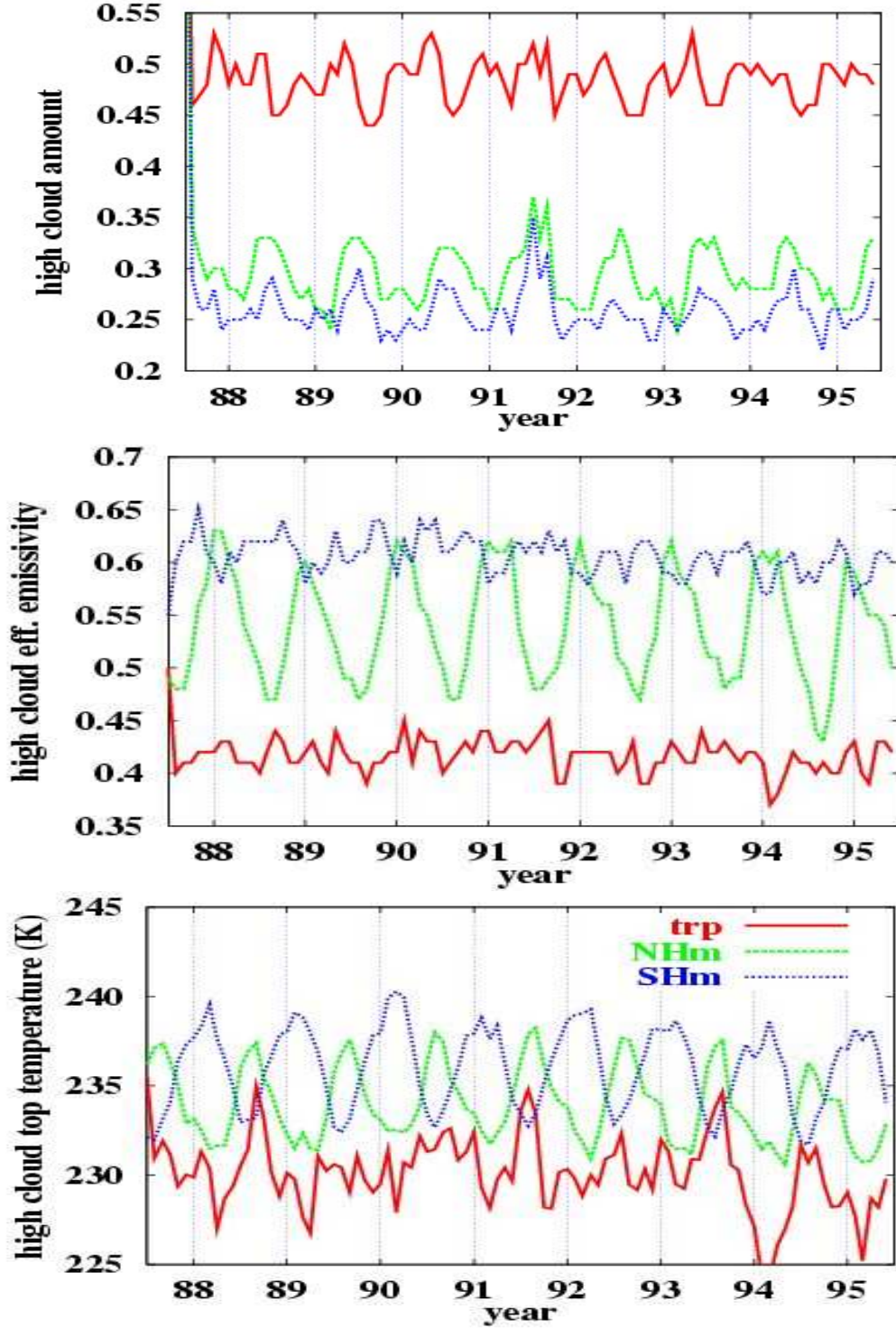


FIG. 1.8: Moyennes mensuelles et régionales (tropiques, moyennes latitudes nord et moyennes latitudes sud) de la couverture, de l'émissivité effective et de la température des nuages hauts ( $P_{cld} < 440$  hPa).

Pour une restitution fiable de  $D_e$ , seules sont utilisées les observations avec des nuages hauts semi-transparents ( $0.3 < \epsilon < 0.85$ ) de grande étendue spatiale, c'est à dire avec une couverture complète sur  $1^\circ$  longitude x  $1^\circ$  latitude. Au total, environ 30 à 40% de l'ensemble des nuages hauts de TOVS Path-B remplissent ces conditions pour la restitution des propriétés microphysiques (Rädel et al., 2003).

Les moyennes mensuelles et zonales du diamètre effectif des cristaux de glace ainsi que du chemin en glace des cirrus sont reportées sur la figure 1.9, de nouveau pour les tropiques, les moyennes latitudes nord et les moyennes latitudes sud. En moyenne, le  $D_e$  et le IWP sont les plus grands dans les régions tropicales. Sur la période étudiée, les valeurs de  $D_e$  et de IWP sont assez stables avec un cycle saisonnier apparent au dessus des moyennes latitudes.

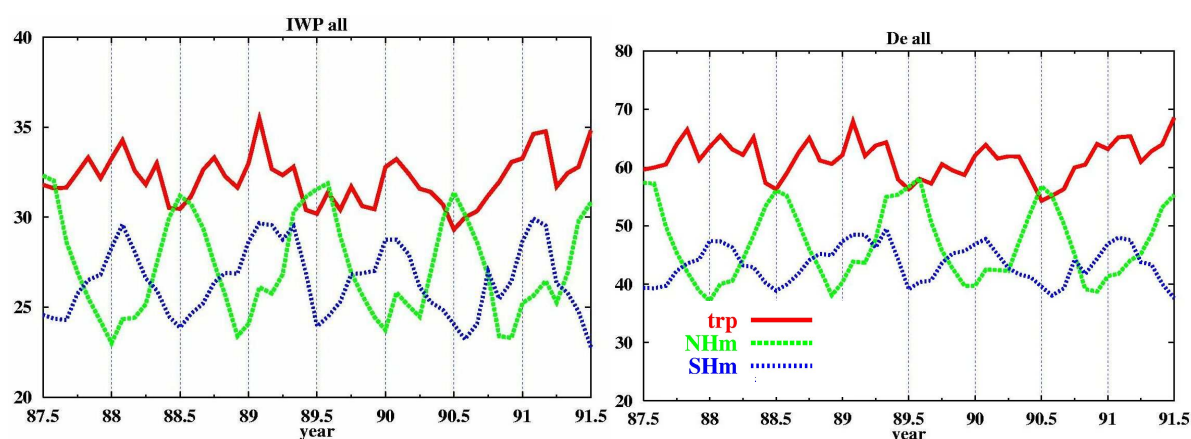


FIG. 1.9 : Moyennes mensuelles et régionales de l'épaisseur en glace (IWP) et du diamètre effectif ( $D_e$ ) des cirrus semi-transparents à grande étendue spatiale.

Pour une analyse plus détaillée des variations saisonnières de l'émissivité effective, de  $D_e$  et du IWP nous avons reporté sur la figure 1.10 les moyennes de ces variables pour les quatre saisons, séparément pour les observations sur les trois bandes de latitude, sur terre et sur mer. A partir de cette figure nous tirons les conclusions suivantes :

- Les cirrus semi-transparents des régions tropicales ont en moyenne des émissivités effectives plus faibles (0.57 sur mer et 0.60 sur terre) que ceux des moyennes latitudes (0.63 dans les moyennes latitudes nord et 0.66 dans les moyennes latitudes sud). Cependant, les moyennes du IWP et de  $D_e$  sont plus importantes dans les tropiques ( $33 \text{ gm}^{-2}$  et  $60 \mu\text{m}$ ) que dans les moyennes latitudes ( $28 \text{ gm}^{-2}$  et  $50 \mu\text{m}$ ).
- Au dessus des régions tropicales, les différences des émissivités effectives entre mer et terre proviennent essentiellement des différences entre les IWP.

- Les cirrus tropicaux n'ont pas de cycle saisonnier prononcé en émissivité effective, IWP et  $D_e$ .
- Les cirrus dans les moyennes latitudes montrent un fort cycle saisonnier du IWP et  $D_e$ , avec maxima pendant l'été et minima pendant l'hiver. Ce cycle est très important au dessus de la terre des moyennes latitudes nord.
- Au dessus de la mer, durant toutes les saisons, les moyennes de IWP et de  $D_e$  sont plus importantes dans les moyennes latitudes nord que dans les moyennes latitudes sud.

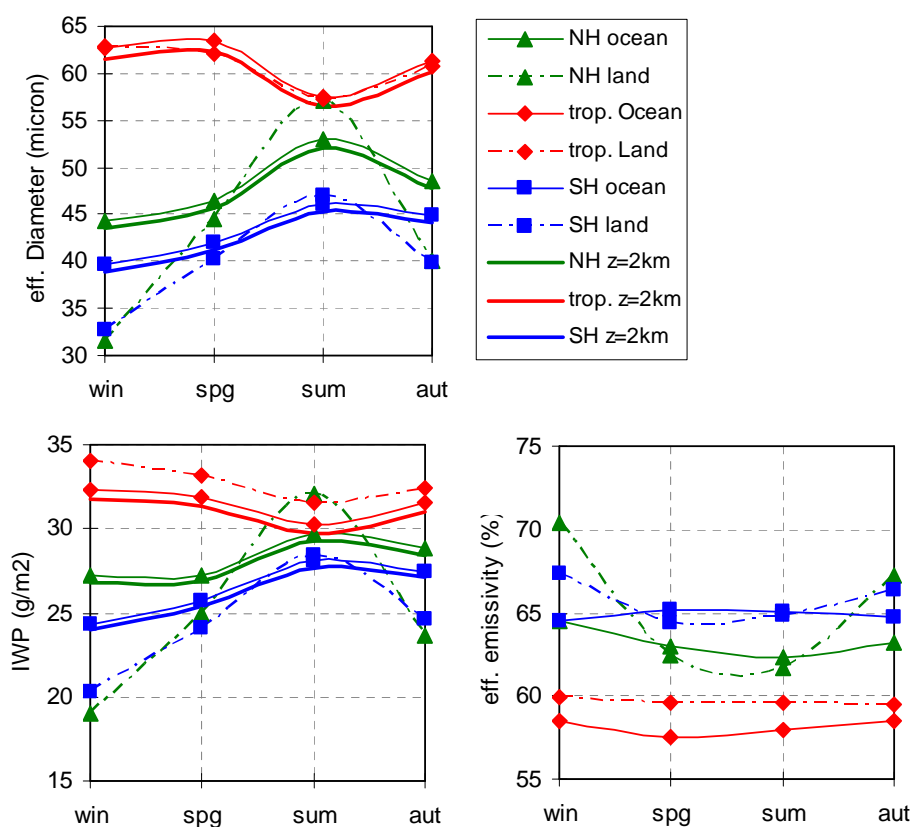


FIG. 1.10 : Variations saisonnières de  $D_e$ , IWP et de l'émissivité effective des cirrus semi-transparents à grande étendue spatiale, séparément par région (tropiques, moyennes latitudes nord et moyennes latitudes sud) et type de surface (terre et mer) .

La restitution de  $D_e$  et de IWP peut avoir des biais liés aux différentes hypothèses utilisées dans les simulations des émissivités (TAB. 1.2). Nous avons étudié l'effet de l'épaisseur physique du nuage sur les moyennes de  $D_e$  et IWP. Pour cela un autre ensemble de tables de référence a été créé en supposant un nuage d'une épaisseur de 2 km (au lieu de 1 km). Les moyennes saisonnières et régionales de  $D_e$  et IWP sur mer déterminées en utilisant les nouvelles tables de référence sont également reportés sur la figure 1.10. Nous constatons que les variations de  $D_e$  et IWP sont très similaires aux variations en supposant un nuage de 1km.

Ainsi ces courbes confirment que le comportement saisonnier de IWP et  $D_e$  n'est pas dû aux variations saisonnières de l'épaisseur géométrique des cirrus.

## 1.4 Conclusion

Dans ce premier chapitre, les propriétés nuageuses de la base climatiques TOVS Path-B ainsi que les méthodes de leurs restitutions ont été introduites. En moyenne, sur les huit ans (1987-1995) couvertes par cette base climatique et sur tout le globe, les nuages occupent 73% de la surface terrestre. Cette couverture est répartie en 74% au dessus des mers et 69% au dessus des continents. Les nuages hauts, nuages à une pression au sommet inférieure à 440 hPa, sont les plus fréquents au dessus des régions tropicales (15°N-15°S) avec une couverture moyenne de 50%. Cette couverture est autour de 29% au dessus des moyennes latitudes nord (30°N-60°N) et autour de 26% au dessus des moyennes latitudes sud (30°S-60°S). En moyenne, les nuages hauts des régions tropicales sont les plus fins et les plus froids.

La base TOVS Path-B donne accès également aux propriétés microphysiques ( $D_e$  et IWP) des cirrus semi-transparentes ( $\epsilon_{IR} < 0.85$ ) à grande étendue spatiale. En moyenne globale (de 60°N à 60°S) le  $D_e$  est de 55  $\mu\text{m}$  et le IWP est de 30  $\text{gm}^{-2}$ . IWP et  $D_e$  sont en moyenne les plus grands dans les régions tropicales et ils sont plus grands pendant l'été que pendant l'hiver dans les moyennes latitudes.



## Chapitre 2

---

### Evaluation de l'altitude des nuages de TOVS Path-B à partir des mesures de LITE

Pour étudier les propriétés physiques, microphysiques et radiatives des cirrus nous utilisons les données de la base climatique TOVS Path-B. Avant d'entreprendre ces études dans les chapitres suivants, il est important d'évaluer les propriétés nuageuses de cette base climatique.

Une première évaluation (Stubenrauch et al., 1999c ; 1999d) a été effectuée en comparaison avec les propriétés nuageuses de la base climatique ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) (Rossow et Schiffer, 1999). La production de cette dernière a été initiée en 1982 dans le cadre du Programme Mondiale de Recherche sur le Climat (WCRP) afin d'améliorer notre compréhension du rôle des nuages ainsi que leurs effets radiatifs sur le climat (Schiffer et Rossow, 1983). La climatologie ISCCP, qui couvre actuellement la période de 1983 à 2001, donne accès à différentes propriétés nuageuses avec une résolution spatiale de 30 km et une résolution temporelle de 3 heures. Ces propriétés ont été restituées à partir des mesures dans les domaines visible (0.5-0.7  $\mu\text{m}$ ) et infrarouge (10.5-12.5  $\mu\text{m}$ ) des imageurs à bord des satellites météorologiques géostationnaires et orbitaux.

Une comparaison détaillée entre les propriétés nuageuses de TOVS Path-B et celles de ISCCP a montré qu'en général il existe un bon accord entre les deux bases. Les différences observées peuvent s'expliquer par les différences entre les profils de température utilisés pour l'inversion, les hétérogénéités horizontales (cas d'une couverture partielle) et verticales (cas de plusieurs couches nuageuses). Par exemple, dans le cas d'une situation atmosphérique avec un cirrus fin au dessus d'un nuage bas, TOVS Path-B retrouve les propriétés du cirrus alors que ISCCP donne les propriétés d'un nuage entre les deux niveaux. Comme, à une résolution spatiale de  $1^\circ$  latitude x  $1^\circ$  longitude, à peu près la moitié des cas nuageux seront des cas à multiple couches nuageuses, en moyenne l'altitude des nuages de ISCCP est à 50 hPa ( $\approx 1$  km) en dessous de celle de TOVS Path-B.

L'évaluation de l'altitude des nuages présentée dans ce chapitre repose sur l'utilisation des observations du lidar à rétrodiffusion LITE (Lidar In-space Technology Experiment) à bord



de la navette spatiale Discovery. Les mesures d'un tel instrument permettent, dans le cas des nuages non opaques, la restitution de la structure verticale des couches nuageuses. Cette information nous permettra notamment de comprendre plus en détail la fiabilité de l'altitude des cirrus de TOVS Path-B dans les cas d'une situation à plusieurs couches nuageuses.

## **1.1 Base de données des propriétés nuageuses à partir de LITE et TOVS Path-B**

### **1.1.1 La mission LITE**

LITE (Lidar In-space Technology Experiment) est un lidar (light detection and ranging) développé par la NASA pour effectuer des mesures depuis l'espace. En tant que premier lidar spatial, cette mission avait pour objectifs l'évaluation et le test des technologies nécessaires pour qu'un tel instrument soit opérationnel (Winker et al., 1996). En parallèle aux objectifs techniques, la mission LITE avait également des objectifs scientifiques (McCormick et al., 1993):

- étudier la distribution spatiale ainsi que la structure verticale des propriétés nuageuses et des aérosols à une échelle quasi-globale
- étudier la structure verticale et les propriétés optiques de la couche limite
- tester la possibilité de la détermination des profils de température et de la densité atmosphérique

Le 9 septembre 1994, LITE a été mis en orbite à bord de la navette spatiale Discovery. Durant les 10 jours de la mission, 53 heures de données ont été collectées. La navette spatiale était en orbite à une altitude de 259 km, avec une vitesse d'environ 7.4 km/s par rapport au sol. Son inclinaison orbitale a permis d'effectuer des observations de 57°N à 57°S. Le schéma de la figure 2.1 donne une illustration de la géométrie d'observation.

LITE est constitué d'une source laser pulsé Neodyme-Yag émettant une impulsion polarisée linéairement à une longueur d'onde fondamentale de 1064 nm. En utilisant un ensemble de cristaux non linéaires, cette longueur d'onde est diminuée à 532 nm et à 355 nm. Une description détaillée de l'instrument LITE peut être trouvée dans (Couch et al., 1991). L'énergie lumineuse rétro-diffusée, après interaction avec l'atmosphère, les nuages et la surface terrestre, est reçue par un télescope de 1 m de diamètre. Les profils de rétro-diffusion sont collectés à une résolution verticale de 15 m et une résolution horizontale de 300 m. L'espacement entre deux profils successifs de LITE est de 740 m.

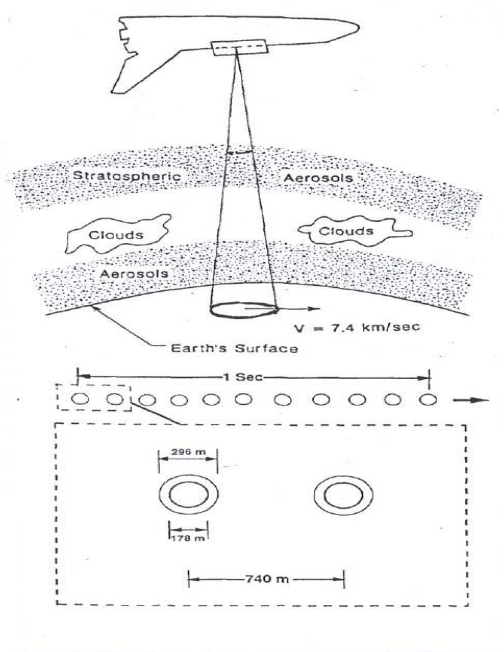


FIG. 2.1 : Schéma de la géométrie d'observation de LITE. (Source : Winker et al., 1996 )

Contrairement à un lidar opérant depuis le sol, par lequel l'information sur le haut de l'atmosphère ne peut pas être obtenue en présence d'un nuage bas épais (dans ce cas le signal est complètement atténué à l'intérieur du nuage), LITE observait bien le haut de l'atmosphère car ses mesures ont été effectuées depuis l'espace. Un autre avantage des observations LITE est leur couverture quasi-globale, ce qui n'est pas le cas des autres lidars (depuis le sol ou aéroporté) pour lesquels l'information sur la structure atmosphérique se restreint uniquement sur la région où les mesures sont effectuées.

La mission LITE a démontré la possibilité de l'exploitation des mesures de la télédétection active depuis l'espace par un lidar à rétrodiffusion pour étudier les nuages et les aérosols à méso-échelle et à une échelle globale (par ex. : Winker et Trepte, 1998 ; Platt et al., 1999 ; Omar et Gardner, 2001). La figure 2.2 représente un exemple de mesures de LITE lors d'un de ses passages dans la région de convergence intertropicale. Cette figure montre le signal brut à 532 nm reçu par le télescope en fonction de la trace de la navette spatiale (position en latitude et longitude) et de l'altitude. Les couleurs des pixels marquent l'intensité du signal détecté. Les pixels en noir représentent des régions avec une faible rétrodiffusion tandis que les pixels en blanc représentent des régions avec une forte rétrodiffusion comme par exemple le cas des couches nuageuses. Comme il apparaît de cette figure, la structure verticale des couches nuageuses est bien détectée par LITE.

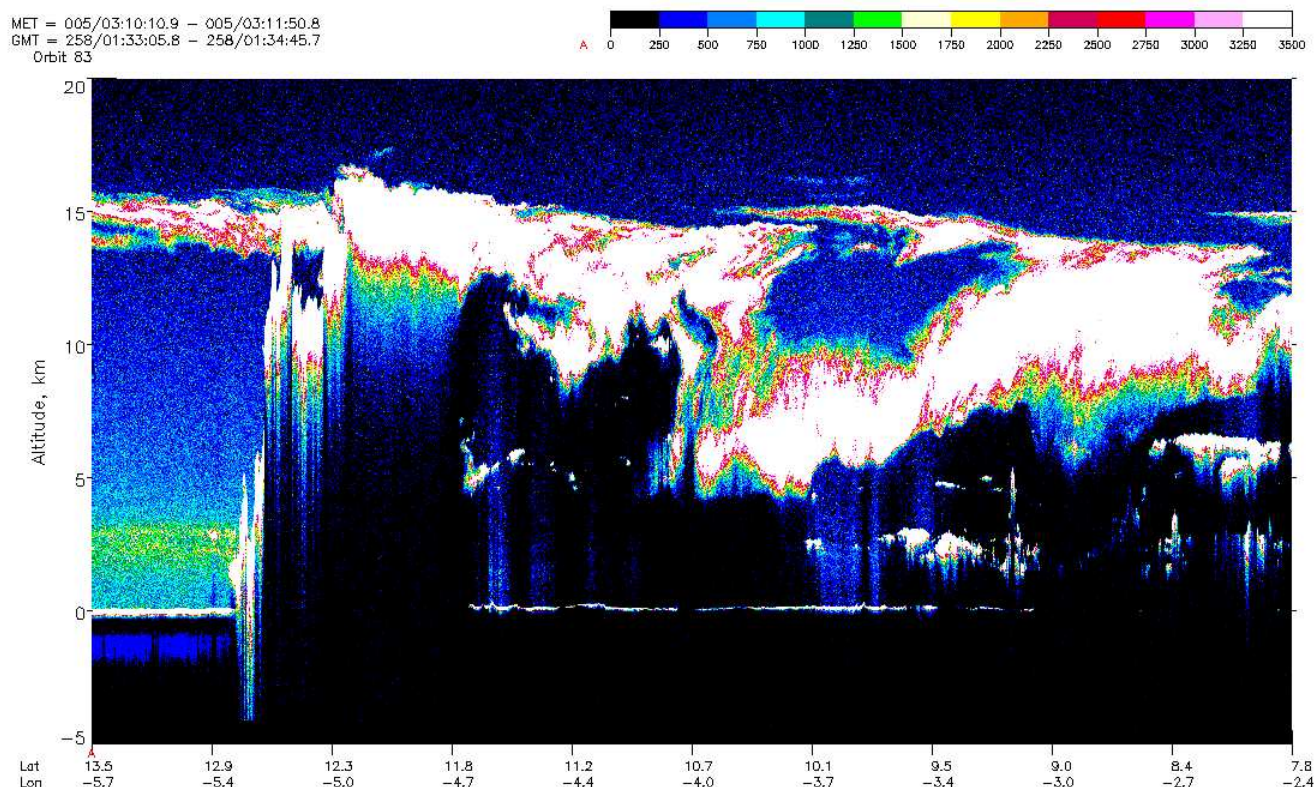


FIG. 2.2 : Exemple de mesures de LITE lors d'un passage dans la région de convergence intertropicale. (Source : [www-lite.larc.nasa.gov](http://www-lite.larc.nasa.gov) )

### 2.1.2 Collocation des données LITE et TOVS Path-B

Pour une comparaison détaillée entre l'altitude de nuages déterminée par TOVS et celle déterminée par LITE, nous avons besoin des observations quasi-simultanées. Ainsi nous avons utilisé les mesures de LITE prélevées dans un intervalle de temps d'observation de trois heures des mesures de TOVS. Le choix de cet écart maximal est un bon compromis entre une statistique suffisante et une même situation atmosphérique.

Comme les données TOVS Path-B sont arrangées sur des grilles de  $1^\circ$  latitude x  $1^\circ$  longitude, nous avons moyenné l'ensemble des profils LITE satisfaisant le critère de sélection temporelle dans les mêmes grilles de  $1^\circ$  x  $1^\circ$ . Au total, nous avons obtenu un ensemble de 2645 profils moyennés.

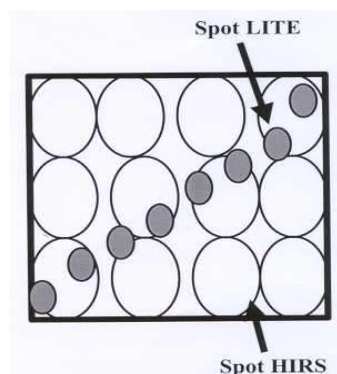


FIG. 2.3 : Schéma de l'arrangement des pixels de LITE et de HIRS dans une grille de  $1^\circ$  latitude  $\times$   $1^\circ$  longitude.

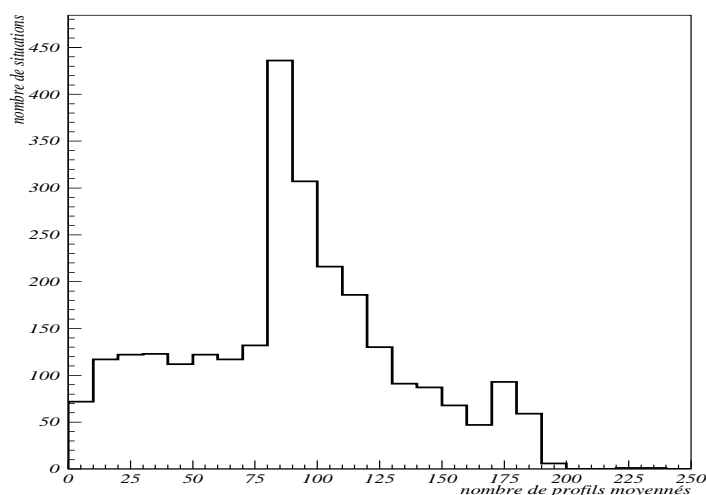


FIG. 2.4 : Distribution du nombre de profils LITE moyennés par grille de  $1^\circ \times 1^\circ$ .

La figure 2.3 illustre les différences de couverture spatiale entre les mesures de TOVS et les mesures de LITE. Comme nous pouvons le constater, la trace de LITE ne couvre qu'une certaine région de la grille. La figure 2.4 montre la distribution du nombre de profils de rétro-diffusion moyennés par grille. En moyenne, une trace de 90 profils traverse une grille de  $1^\circ \times 1^\circ$ . Afin que la trace de LITE soit plus représentative de la situation atmosphérique de la grille, nous n'avons utilisé que les observations avec un minimum de 75 profils par grille. Ce nouveau critère de sélection fait passer le nombre de profils moyennés utiles pour l'évaluation de 2645 à 1793.

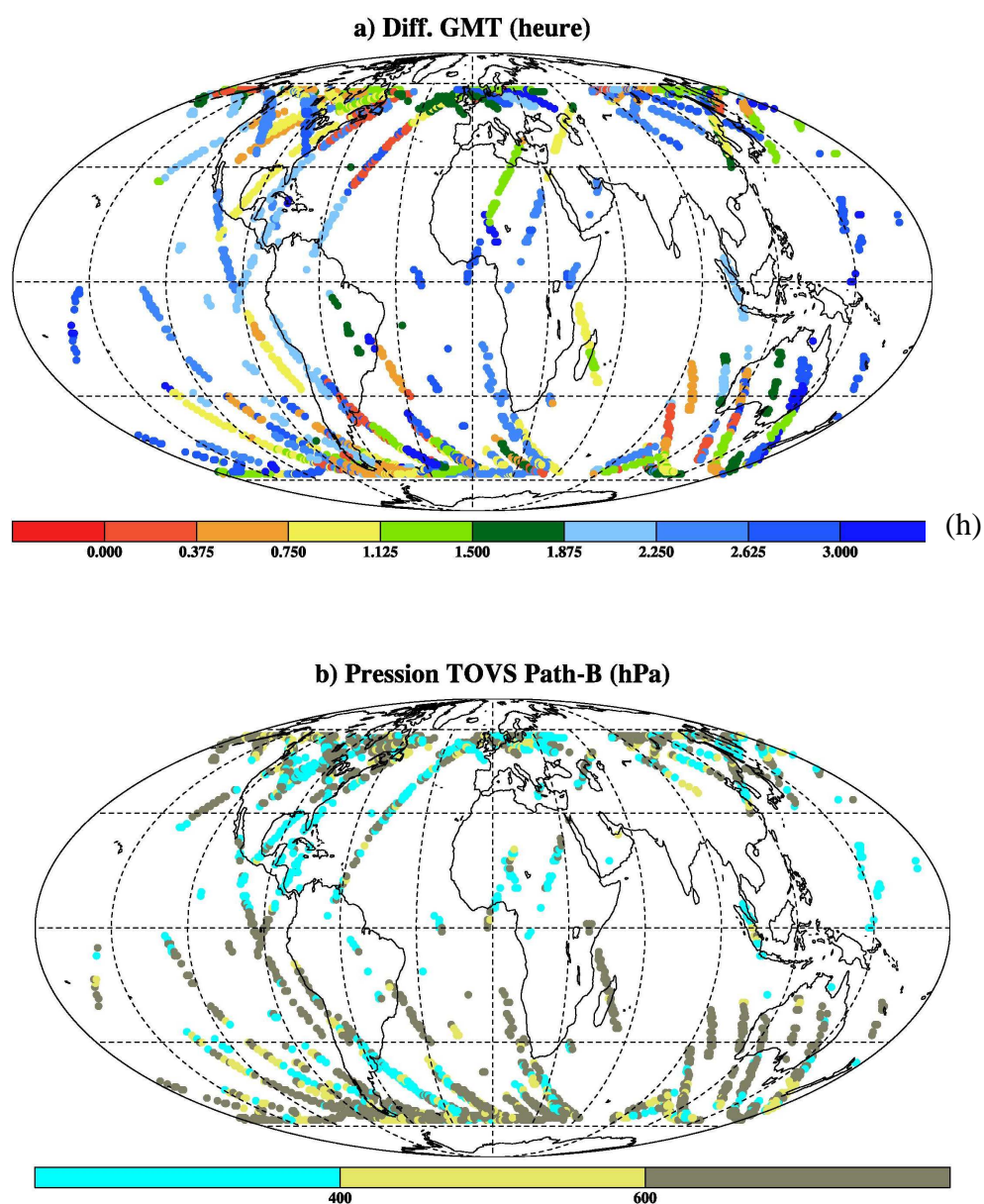


FIG. 2.5 : (a) Différence de temps d'observation entre les mesures de LITE et de TOVS (à bord des satellites NOAA11 et NOAA12) après collocalisation spatio-temporelle, ayant un minimum de 75 profils par grille de  $1^\circ \times 1^\circ$ . (b) pression au sommet des nuages de TOVS Path-B pour l'ensemble des nuages détectés par LITE et par TOVS.

La carte (a) de la figure 2.5 montre la répartition géographique de l'ensemble des 1793 profils moyennés satisfaisant les critères de collocation. Le code de couleur correspond à la différence de temps d'observation entre LITE et TOVS. En moyenne, cette différence est d'une heure et demie. 32% des cas sont observés à partir des deux instruments à l'intérieur d'un intervalle de temps inférieur à une heure. Comme il apparaît sur cette carte, la fréquence de coïncidence entre les orbites de la navette spatiale et les orbites des satellites de la NOAA est plus importante au dessus des moyennes latitudes. En effet, 80% de la statistique totale se trouve dans les moyennes latitudes avec une répartition égale entre les moyennes latitudes sud (30°S-60°S) et les moyennes latitudes nord (30°N-60°N). Les régions tropicales (15°S-15°N) sont représentées par 8% de l'ensemble de la statistique.

La carte (b) de la figure 2.5 montre la répartition géographique des observations de LITE qui coïncident avec la présence d'un nuage TOVS Path-B. Ces observations représentent 87% de l'ensemble des observations collocalisées TOVS-LITE. Les couleurs de la carte indiquent la pression au sommet du nuage de TOVS Path-B. 51% des observations reportées sur la carte sont avec des nuages bas TOVS Path-B (pression supérieure à 680 hPa), et 32% sont avec des nuages hauts (pression inférieure à 440 hPa). 50% des nuages bas se trouvent au dessus des moyennes latitudes sud, 34% au dessus des moyennes latitudes nord et 10% au dessus des régions tropicales. Les nuages hauts de TOVS Path-B se répartissent en : 31% au dessus des moyennes latitudes sud, 48% au dessus des moyennes latitudes nord et 13% au dessus des tropiques.

### 2.1.3 Inversion des profils de rétro-diffusion de LITE

Pour la présente étude d'évaluation nous avons utilisé les profils de rétro-diffusion de LITE à 532 nm, car les mesures à cette longueur d'onde sont les plus sensibles aux propriétés nuageuses. Dans la suite, nous allons décrire brièvement la méthode d'inversion qui a été utilisée pour le traitement des observations de LITE. L'algorithme d'inversion des mesures de LITE a été développé par Laurent Sauvage en se basant sur les travaux de Young (1995, 2001).

Soit une impulsion laser de puissance  $P_0$  émise par le lidar à un instant  $t_0$ . Après son interaction avec les particules et les molécules atmosphériques, une fraction de puissance  $P$  est rétro-diffusée vers le télescope. La distribution verticale du signal rétro-diffusé est donnée par l'équation lidar qui s'exprime par :

$$P(z) = KP_0\beta(z)\frac{A}{(z-z_0)^2}\exp(-2\eta\int_0^z\beta_{ext}(z')dz') \quad (2.1)$$

où  $K$  est une constante instrumentale,  $P_0$  l'énergie du faisceau initial,  $A$  l'aire du récepteur,  $\beta_{ext}(z)$  et  $\beta(z)$  sont respectivement les coefficients d'extinction ( $\text{km}^{-1}$ ) et de rétro-diffusion (en  $\text{km}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ) à l'altitude  $z$ ,  $z_0$  est l'altitude à laquelle se trouve le lidar, enfin  $\eta$  est le coefficient de diffusion multiple moyen (Platt, 1979) ( $0 \leq \eta \leq 1$ ).



En étudiant la variation verticale de la puissance du signal rétro-diffusé, il est possible de restituer les bases et sommets des couches nuageuses. En ciel clair, l'intensité du signal rétro-diffusé (diffusion par les molécules atmosphériques) augmente faiblement lorsque l'altitude diminue (comme il apparaît par exemple sur la figure 2.8a au dessus du nuage bas). La présence du nuage provoque une augmentation rapide et brusque de l'intensité rétro-diffusé (figure 2.8a).

En ciel clair, la distribution verticale de l'énergie rétro-diffusée par les molécules atmosphériques est fonction de la variation du coefficient de rétro-diffusion moléculaire ( $\beta_{mol}$ ). Théoriquement ce coefficient est lié aux profils verticaux de température  $T$  et de pression  $p$  par l'équation:

$$\beta_{mol}(z) = \frac{p(z)}{\sigma_B T(z)} \sigma_{mol} \quad (2.2)$$

$\sigma_B$  est la constante de Boltzmann,  $\sigma_{mol}$  est la section efficace de la rétro-diffusion moléculaire, et elle dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  (Collis et Russel, 1976):

$$\sigma_{mol} = 5.45 \left( \frac{\lambda}{0.55} \right)^{-4} 10^{-32} \quad (2.3)$$

Le profil de rétro-diffusion moléculaire peut ainsi être déterminé à partir du profil de pression et de température.

La procédure de détection des nuages à partir des mesures de LITE s'appuie sur la variation du rapport de diffusion  $R(z)$  et la variation de sa dérivée  $\Delta R(z)/\Delta z$ .  $R(z)$  est le rapport du signal de rétro-diffusion mesuré et du signal de référence correspondant à la rétro-diffusion moléculaire,  $R(z) = S_{mes}(z)/S_{mol}(z)$ . En ciel clair,  $R(z)$  est égale à 1 et il est supérieur à 1 en présence des particules (aérosols, gouttelettes d'eau ou cristaux de glace). Afin de tenir compte de la présence du fond d'aérosols émis trois ans plus tôt suite à l'éruption du Mont Pinatubo, une altitude de 18 km a été choisie comme altitude de référence ( $z_{ref}$ ) au dessus de laquelle le ciel est clair. Un rapport de diffusion de référence égal à 1.32 a été utilisé. Ce rapport de référence est calculé par une moyenne statistique sur l'ensemble des profils LITE.

A partir de l'altitude de référence  $z_{ref}$ , le seuil de détection  $R_{cld}$  est calculé à chaque niveau d'altitude par une moyenne glissante du rapport de diffusion et de sa déviation standard dans un intervalle de 300 m :  $R_{cld}(z) = \langle R \rangle + 3\sigma(R_{\Delta z})$  et  $DR_{cld}(z) = \langle \Delta R / \Delta z \rangle + 2\sigma(\Delta R / \Delta z)_{\Delta z}$ . Le sommet du nuage est détecté à une altitude  $z_{top} = z$  tel que  $R(z) > R_{cld}$  et  $-\Delta R(z)/\Delta z > DR_{cld}$ . La base du nuage se situe à l'altitude  $z_{base} = z$  tel que  $R(z) < R_{cld}$  et  $\Delta R(z)/\Delta z < DR_{cld}$ . Pour que la détection de la base soit validée, la distance entre le sommet et la base du nuage doit être supérieure à 100 m. La base des nuages est calculée jusqu'à une altitude minimum de 100 m. L'utilisation d'un seuil de détection variable permet de prendre en compte l'ensemble des couches nuageuses présentes même en présence de forte atténuation par les couches supérieures. Le test sur la dérivée assure une meilleure détection des nuages pour des signaux bruités comme ceux de LITE, en particulier pour les signaux de jour.

L'atténuation du signal due à la présence de couches nuageuses est calculée en comparant la moyenne du signal dans un intervalle de 150 m, 100 m au dessus du sommet et 100 m en dessous de la base du nuage, ceci après correction du signal de l'atténuation moléculaire. Pour les nuages hauts subvisibles (épaisseur optique  $< 0.3$ ), il est possible de déterminer l'épaisseur optique effective à partir de l'équation  $\tau = -2\ln(S(z>z_{\text{top}})/S(z<z_{\text{base}}))$ . Pour les nuages épais, il faut tenir compte de la diffusion multiple en introduisant le coefficient de diffusion multiple  $\eta$ . Pour les mesures de LITE, mesures depuis l'espace,  $\eta$  est évalué à une valeur de 0.3.

### **Structure verticale des nuages**

L'analyse des propriétés nuageuses de LITE à une résolution spatiale de  $1^\circ \times 1^\circ$  indique que les situations nuageuses sont réparties en 53% de nuages à une seule couche et 47% de nuages à plusieurs couches. 62% des couches nuageuses maritimes sont des nuages à une seule couche tandis que les nuages des régions continentales sont plus fréquemment répartis en plusieurs couches (55%). Ces résultats sont bien en accord avec l'étude de Wang et al. (2000) sur la structure verticale des nuages analysée à partir d'une archive de 20 années de données à partir des mesures de radiosondages. En séparant les nuages suivant l'altitude de leur sommet en nuages bas et nuages hauts, altitude inférieure à 3 km et altitude supérieure à 7 km respectivement, nous trouvons que 34% des nuages reportés par LITE sont des nuages bas et 46% sont des nuages hauts.

L'épaisseur physique des nuages ( $z_{\text{sommet}} - z_{\text{base}}$ ) est en moyenne 2.2 km, suivant une large distribution avec un pic autour de 1.1 km. Ensuite, nous avons distingué nuages hauts (sommet d'une altitude supérieure à 7 km) et nuages bas (sommet d'une altitude inférieure à 3 km) : en moyenne, l'épaisseur physique des nuages hauts est de 2.8 km tandis que celle des nuages bas est de 1.4 km. La figure 2.6 présente les distributions des épaisseurs physiques des nuages hauts et des nuages bas en distinguant les trois régions suivantes : moyennes latitudes nord, tropiques et moyennes latitudes sud. A partir de cette figure nous constatons que les distributions des nuages hauts sont plus larges que celles des nuages bas. En moyenne, les épaisseurs physiques des nuages des moyennes latitudes sud sont légèrement plus grandes que celles des nuages des moyennes latitudes nord : pour les nuages hauts 3.0 km et 2.8 km et pour les nuages bas 1.4 km et 1.2 km, respectivement. Ces différences sont en partie liées au fait que les nuages des moyennes latitudes sud sont plus fréquemment répartis en une seule couche nuageuse et que dans ce cas l'épaisseur physique des nuages est plus importante que dans le cas de plusieurs couches nuageuses. Dans les régions tropicales les nuages hauts ont une épaisseur physique moyenne de 2.6 km et les nuages bas ont une épaisseur moyenne de 1.3 km.

En séparant les nuages suivant la pression à leurs sommets ( $p_{\text{cld}}$ ) de TOVS Path-B, en nuages bas ( $p_{\text{cld}} > 680$  hPa) et nuages hauts ( $p_{\text{cld}} < 440$  hPa), la base de données TOVS-LITE contient 51% de nuages bas, dont 70% sont des nuages à une couche, et 32% des nuages hauts, dont



33% des nuages sont à une couche. Les précédents seuils en pressions correspondent respectivement à 3 km et 7 km.

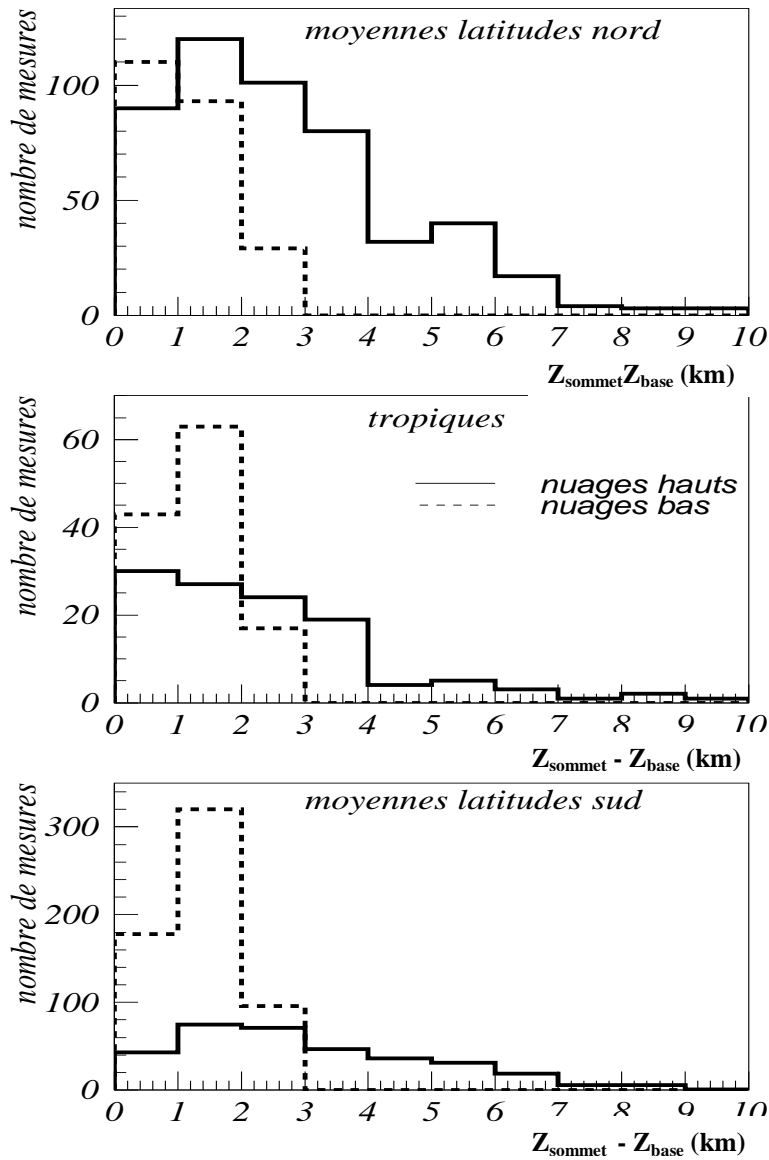


FIG. 2.6 : Distributions régionales des épaisseurs physiques déterminées par LITE des nuages hauts (sommet supérieur à 7 km) et des nuages bas (sommet inférieure à 3 km).

## 2.1.4 Conversion de la pression de nuage de TOVS en altitude de nuage

L'altitude des nuages de LITE est exprimée en kilomètres alors que le niveau des nuages de TOVS Path-B est donné en fonction de la pression (voir section 1.1). Pour cette étude nous avons choisi de convertir la pression de nuage de TOVS Path-B en altitude (kilomètres). Vu l'importance de cette étape, nous avons comparé deux méthodes pour cette conversion. Ces deux méthodes sont décrites dans les deux paragraphes suivants.

### 2.1.4.1 Utilisation des profils instantanés du National Meteorology Center

A chacun des profils de rétro-diffusion de LITE est associé un profil atmosphérique venant de la prévision météorologique du National Meteorology Center (NMC) la plus proche de l'observation. Ces profils de température virtuelle en fonction de la pression ont été utilisés (comme en section 2.1.4.2) pour fournir les altitudes correspondantes aux 18 niveaux standard de pression (1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 10, 5, 2, 1 et 0.4 hPa). Nous avons moyenné l'ensemble des profils NMC correspondant aux profils de rétro-diffusion collocalisés avec TOVS. Ensuite, une interpolation linéaire nous a permis de déterminer l'altitude correspondante aux différents niveaux de pression.

La figure 2.7 montre l'altitude (en kilomètres) calculée à partir des profils NMC en fonction de la pression, ceci pour les trois régions suivantes : moyennes latitudes sud, tropiques et moyennes latitudes nord. Pour une pression donnée, l'altitude correspondante est plus importante dans les tropiques que dans les moyennes latitudes. Les différences entre les profils tropicaux et ceux des moyennes latitudes sont plus importantes dans la haute troposphère. En effet, ces différences peuvent atteindre une valeur de 1 km pour des pressions inférieures à 440 hPa.

### 2.1.4.2 Utilisation des profils mensuels de température virtuelle de TOVS

Pour une estimation de l'incertitude sur l'altitude déterminée à partir du profil NMC, nous avons comparé cette altitude à celle calculée à partir du profil de température virtuelle de TOVS Path-B. Pour cette comparaison, les moyennes mensuelles des profils de température virtuelle ont été utilisés.

L'équation de l'équilibre hydrostatique:

$$dp = -\rho \cdot g \cdot dz \quad (2.4)$$

exprime une différence de pression entre deux niveaux voisins espacés d'une distance  $dz$ . En utilisant l'équation d'état de l'air nous pouvons exprimer la densité de l'air  $\rho$  en fonction de la température virtuelle  $T_v$  et de la pression  $p$  :

$$\rho = \frac{p}{R_a \cdot T_v} \quad (2.5)$$

Des deux équations précédentes nous déduisons:

$$dz = \frac{R_a}{g} \cdot T_v \cdot \frac{dp}{p} \quad (2.6)$$

où  $R_a$  est la constante spécifique de l'air sec et  $g$  l'accélération de la pesanteur. A partir de l'équation précédente et en supposant que  $g$  est constant à l'intérieur de la couche ( $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ ) et que  $T_v$  varie linéairement en fonction du logarithme de la pression, l'épaisseur d'une couche atmosphérique entre les niveaux de pression  $p_0$  et  $p$  peut être exprimée par :

$$z - z_0 = -29.290816 \sum_{i=1}^n T_i^{vm} \cdot \ln \frac{p_i}{p_{i-1}} \quad (2.7)$$

c'est la formule de Laplace où  $T_i^{vm}$  est la température virtuelle moyenne à l'intérieure de la  $i$ ème couche atmosphérique.

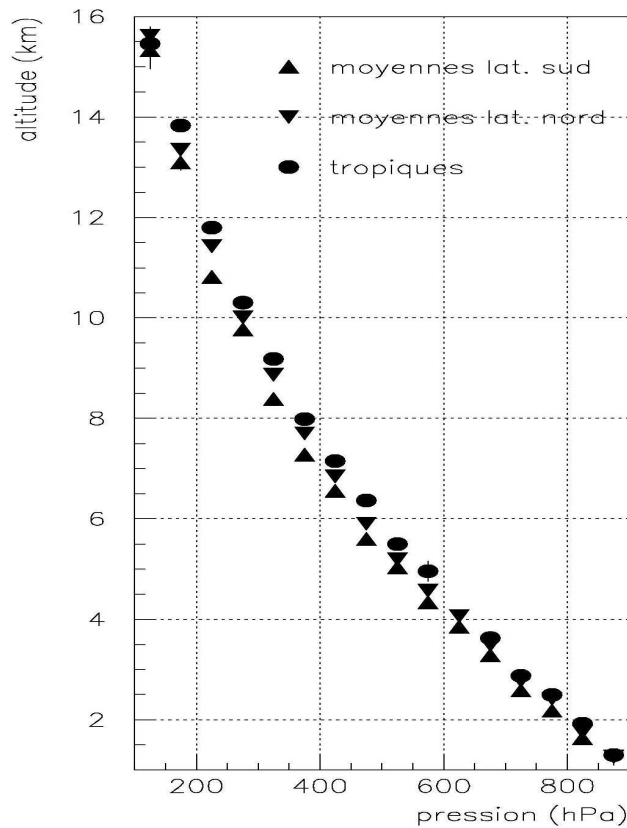


FIG. 2.7 : L'altitude en fonction de la pression atmosphérique, d'après les profils atmosphériques du NMC en Septembre 1994, pour trois bandes de latitudes.

Comme les profils de température virtuelle de TOVS Path-B ne sont déterminés que dans le cas de ciel clair ou de nuages fins, nous avons utilisé les profils des moyennes mensuelles. Un

profil de température virtuelle représente une moyenne de cette variable à l'intérieure des neuf couches atmosphériques suivantes: 1000 - 850 hPa, 850 - 700 hPa, 700 - 500 hPa, 500 - 300 hPa, 300 - 100 hPa, 100 - 70 hPa, 70 - 50 hPa, 50 - 30 hPa et 30 - 10 hPa.

### 2.1.4.3 Incertitudes

Sur le tableau 2.1 nous avons reporté les moyennes des différences entre les altitudes obtenues par les deux méthodes dans la haute troposphère (pression < 440 hPa) et dans la basse troposphère (pression > 680 hPa). D'après ce tableau, une incertitude moyenne de la conversion de la pression en altitude peut être estimée entre 100 m et 150 m en haut de la troposphère et entre 50 m et 100 m en bas de la troposphère. Les différences sont moins grandes dans les tropiques, certainement parce qu'il y a moins de variabilité de situations météorologiques comparées aux moyennes latitudes. Par la suite nous allons utiliser la deuxième méthode pour convertir la pression en altitude.

	pression < 440 hPa	pression > 680 hPa
moyenne latitude nord	146 m	96 m
tropiques	94 m	42 m
moyenne latitude sud	130 m	102 m

TAB. 2.1 : Différences moyennes entre les altitudes déterminées à partir des profils mensuels de température virtuelle de TOVS et celles déterminées à partir des profils NMC.

Comme il a été expliqué dans le chapitre 1, l'altitude des nuages TOVS Path-B correspond à un des 30 niveaux de pression de la banque TIGR utilisés pour le calcul de l'émissivité effective. En moyenne, la différence entre deux niveaux successifs est de 30 hPa. Ceci introduit une autre incertitude sur l'altitude des nuages, correspondant à environ 300 m en bas de l'atmosphère mais à 900 m en haut de l'atmosphère.

## 2.2 Comparaison des altitudes de nuage

La figure 2.8 montre deux exemples de profils LITE moyennés sur  $1^\circ \times 1^\circ$ . Ces deux profils représentent deux situations atmosphériques différentes : une situation avec la présence d'une seule couche nuageuse à basse altitude, et une situation avec la présence de plusieurs couches nuageuses. Pour ces deux profils, l'inversion de l'observation TOVS par 3I indique également la présence d'un nuage. Ainsi, sur chacun des profils nous avons reporté l'altitude du nuage TOVS Path-B et les altitudes des sommets et bases des nuages déterminées à partir de LITE.

Pour le profil LITE avec une seule couche nuageuse nous remarquons que l'inversion du profil détecte bien les limites de la couche nuageuse. Pour ce profil, l'altitude du nuage TOVS Path-B coïncide avec celle du maximum de signal rétro-diffusé à l'intérieur de la couche. Pour le deuxième profil de rétro-diffusion nous remarquons que l'inversion indique une présence de

deux couches nuageuses, les deux premières couches ont été concaténées en une seule couche car la distance séparant le sommet de la deuxième couche à la base de la première est inférieure à 300m. Pour ce deuxième exemple nous remarquons que l'altitude TOVS Path-B est entre le sommet et l'altitude du maximum de signal rétro-diffusé de la première couche. Par contre il n'y a que le lidar qui peut donner une information sur toute la structure verticale des nuages.

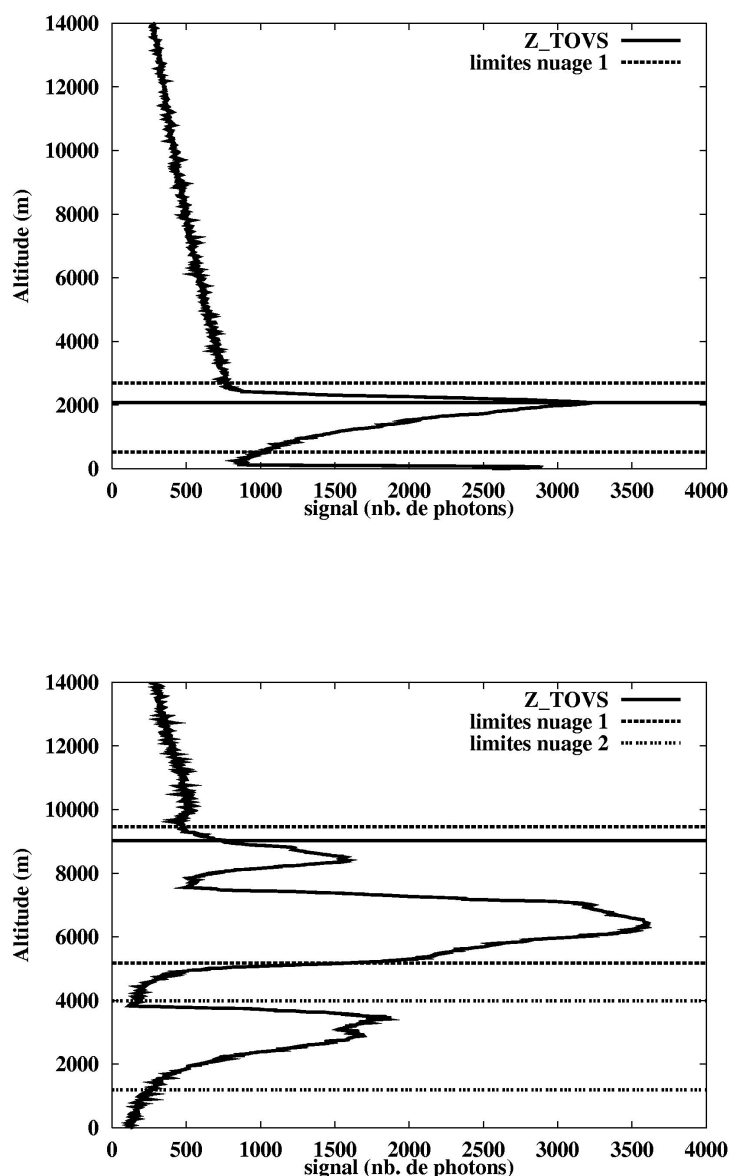


FIG. 2.8 : Exemples de profils de rétro-diffusion mesurés par LITE et moyennés dans des grilles de  $1^\circ$  latitude  $\times$   $1^\circ$  longitude : a) situation d'un nuage bas et b) situation de plusieurs couches nuageuses. Sur chaque profil, les sommets et les bases déterminés par l'inversion des données LITE ainsi que les altitudes de TOVS Path-B ont été reportées.

Pour une comparaison plus détaillée et statistiquement plus significative des altitudes, nous allons comparer dans chaque grille de  $1^\circ \times 1^\circ$  l'altitude du nuage TOVS Path-B avec l'altitude du nuage le plus haut détecté par LITE. À cette étape de notre étude nous allons caractériser les nuages de LITE par les trois altitudes suivantes :

- l'altitude du sommet de la couche nuageuse
- l'altitude du maximum du signal rétro-diffusé
- l'altitude du milieu de la couche nuageuse

La comparaison avec ces trois altitudes nous permettra de déterminer laquelle d'entre elles coïncide le mieux avec l'altitude des nuages de la base TOVS Path-B. Dans notre étude nous nous sommes intéressés à deux catégories de nuages : nuages bas et nuages hauts, c'est pourquoi nous avons séparé l'ensemble des observations suivant ces deux catégories de nuages. La classification des nuages est faite suivant la pression des nuages de TOVS Path-B. Comme il a été indiqué précédemment, les nuages bas sont ceux avec une pression supérieure à 680 hPa, et les nuages hauts sont ceux avec une pression inférieure à 440 hPa.

### 2.2.1 Nuages bas de TOVS Path-B

Les distributions de la figure 2.9a montrent les différences entre l'altitude des nuages bas de TOVS Path-B et les trois altitudes citées ci-dessus pour le nuage le plus haut de LITE. Les distributions des différences des altitudes de milieu et de maximum de rétro-diffusion des nuages de LITE se caractérisent par des pics très importants autour de 0 km. Par contre, leur sommet est en général à 0.5 km au dessus de l'altitude déterminée par TOVS. Nous constatons que les trois distributions se prolongent vers des valeurs très négatives. Une différence négative reflète des situations pour lesquels le traitement du profil LITE a indiqué un nuage plus haut que celui de TOVS Path-B.

Le tableau 2.2 résume les fréquences d'occurrence dans trois intervalles de différence entre l'altitude des nuages de TOVS Path-B et ceux de LITE. Dans ce tableau nous trouvons les trois classes de différences suivantes : des observations avec un bon accord entre les deux altitudes ( $|z| \leq 1$  km), des observations pour lesquelles le nuage de TOVS Path-B est au moins 1 km au dessus de celui de LITE ( $z > 1$  km) et enfin des observations pour lesquelles le nuage de TOVS Path-B est au moins 1 km en dessous de celui de LITE ( $z < -1$  km).

Les fréquences d'occurrence du tableau 2.2 montrent que l'altitude déterminée par TOVS correspond le mieux au milieu du nuage LITE, avec un accord de 53% dans la limite de 1 km. Vu les différences en couverture spatiale et en temps d'observation des deux instruments, cet accord paraît bon. Par contre, pour mieux comprendre les cas de désaccord, nous avons séparé

les observations à un nuage bas TOVS Path-B en deux cas : les cas pour lesquels LITE a détecté une seule couche nuageuse et les cas à plusieurs couches détectées par LITE.

	$Z_{\text{TOVS}} - Z_{\text{top}}$	$Z_{\text{TOVS}} - Z_{\text{milieu}}$	$Z_{\text{TOVS}} - Z_{\text{max}}$
$Z > 1 \text{ km}$	3%	12%	15%
$ Z  < 1 \text{ km}$	41%	53%	49%
$Z > -1 \text{ km}$	56%	35%	36%

TAB 2.2 : Fréquence d'occurrence de la différence d'altitude de nuages bas entre TOVS et LITE dans les intervalles à plus de 1 km, entre -1 km et 1 km et à moins de -1 km. Trois altitudes déterminées par LITE ont été considérées : sommet, milieu et maximum du signal rétro-diffusé des nuages les plus hauts de LITE.

### 2.2.1.1 Cas d'une couche nuageuse détectée par LITE

Les observations à un nuage bas de TOVS Path-B et une seule couche nuageuse de LITE représentent 70% (560 profils LITE) de l'ensemble de la statistique des nuages bas. La distribution de la figure 2.9b correspond à la différence entre les altitudes des nuages de TOVS Path-B et les altitudes de milieu des nuages à une couche de LITE. Nous constatons que la queue de la distribution de la figure 2.9a disparaît et que l'accord entre les altitudes des nuages de LITE et de TOVS Path-B s'améliore. En effet, 70% des observations ont une valeur absolue de différence d'altitude inférieure à 1 kilomètre. Pour ces observations, le nuage de TOVS Path-B se situe en moyenne à 20 m ( $\pm 500$  m) au dessus du milieu du nuage de LITE.

### 2.2.1.2 Cas de plusieurs couches nuageuses détectées par LITE

Il reste 30% (236 profils LITE) de notre statistique de nuages bas à plusieurs couches nuageuses. La figure 2.9c montre la différence entre les altitudes des nuages bas de TOVS Path-B et des nuages de LITE dans le cas de plusieurs couches LITE. En moyenne, pour ces observations l'altitude des nuages de TOVS Path-B est à 6.2 kilomètres en dessous de celle du milieu de la première couche de LITE. 88% des observations sont avec une différence d'altitude négative et inférieure à 1 km.

Une analyse de l'épaisseur optique des nuages de LITE a montré que 74% des observations avec un nuage LITE à au moins 1 km au dessus de celui de TOVS Path-B ( $z < -1 \text{ km}$ ) consistent en un nuage à une épaisseur optique visible inférieure à 0.1, c'est à dire des nuages optiquement très fins. Cette valeur de l'épaisseur optique est en dessous de la limite de sensibilité du sondeur TOVS (Wylie et al., 1994). Ainsi, dans le cas d'une situation

atmosphérique à un nuage haut très fin au dessus d'un autre nuage plus épais, LITE détectera le nuage fin tandis que TOVS détectera le nuage en dessous.

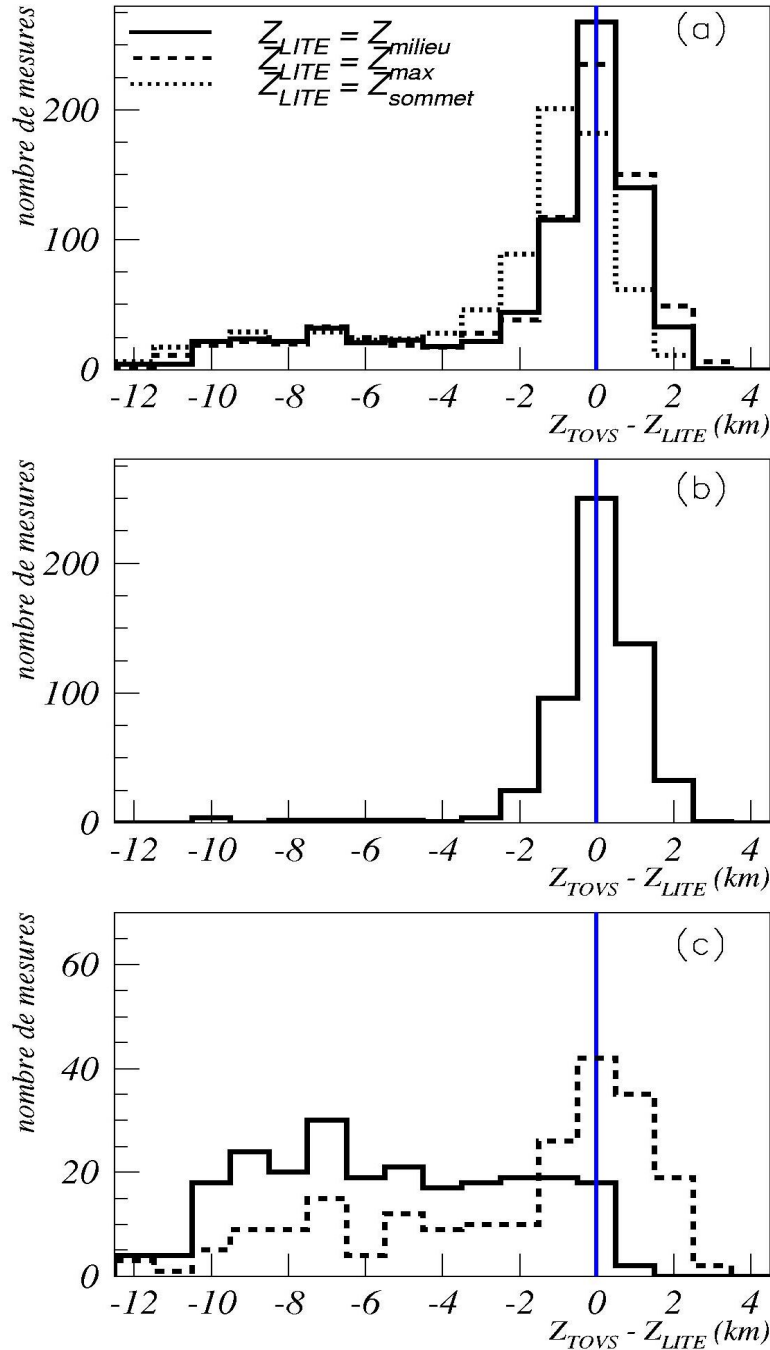


FIG. 2.9 : Distributions de différence entre les altitudes des nuages bas de TOVS Path-B et: a) les altitudes de milieu, de maximum du signal rétro-diffusé et de sommet des nuages les plus hauts de LITE. b) l'altitude du milieu du nuage LITE dans le cas d'une seule couche. c) l'altitude du milieu du nuage le plus haut dans le cas de plusieurs couches LITE: en trait plein, comparaison avec le nuage le plus haut de LITE, en trait pointillé, comparaison avec la deuxième couche dans le cas d'un nuage haut et fin.



Pour vérifier cette hypothèse, nous avons comparé l'altitude du nuage de TOVS Path-B avec celle du milieu de la deuxième couche détectée par LITE dans le cas d'une première couche nuageuse à une épaisseur optique inférieure à 0.1. La nouvelle distribution des différences d'altitude (distribution en pointillé) est également reportée sur la figure 2.9c. En comparant les deux distributions de cette figure nous constatons une nette amélioration de la différence entre les altitudes des nuages de TOVS Path-B et des nuages de LITE lorsque la comparaison se fait avec la deuxième couche de LITE. Cette nouvelle comparaison amène sur un accord de 49% (à 1 km près) pour ces cas. En général, en prenant en compte cette correction, l'accord à 1 km entre TOVS Path-B et LITE augmente à 60% pour les nuages bas.

## 2.2.2 Nuages hauts de TOVS Path-B

Comme dans le cas des nuages bas nous avons reporté sur la figure 2.10a les distributions des différences entre l'altitude des nuages hauts de TOVS Path-B et les altitudes du sommet, du milieu et du maximum du signal rétro-diffusé du nuage le plus haut détecté par LITE. Nous constatons que d'une part les distributions sont plus larges et d'autre part les pics des distributions sont plus séparés que dans le cas des nuages bas. De nouveau, l'altitude du milieu de nuage correspond le mieux à l'altitude de nuage déterminé par TOVS, avec un large pic entre -1.5 et 0.5 km, suivi par celui en supposant le maximum de signal de rétro-diffusion à -1 km et celui en supposant le sommet à -2.5 km. Ces différences peuvent être dues à la plus grande extension verticale des nuages hauts. En effet, comme nous l'avons signalé auparavant, les nuages hauts sont en moyenne deux fois plus épais que les nuages bas.

	$Z_{\text{TOVS}} - Z_{\text{top}}$	$Z_{\text{TOVS}} - Z_{\text{milieu}}$	$Z_{\text{TOVS}} - Z_{\text{max}}$
$Z > 1.5 \text{ km}$	19%	24%	24%
$ Z  < 1.5 \text{ km}$	19%	49%	39%
$Z < -1.5 \text{ km}$	62%	27%	37%

TAB 2.3 : Fréquence d'occurrence de la différence d'altitude de nuages bas entre TOVS et LITE dans les intervalles à plus de 1 km, entre -1 km et 1 km et à moins de -1 km. Trois altitudes déterminées par LITE ont été considérées : sommet, milieu et maximum du signal rétro-diffusé des nuages les plus hauts de LITE.

Sur le tableau 2.3 nous avons reporté les fréquences d'occurrence dans trois intervalles de différence d'altitude entre les nuages hauts de TOVS Path-B et les trois altitudes (sommet, milieu et maximum du signal rétro-diffusé) des couches les plus hautes détectées par LITE. Les fréquences de ce tableau montrent que, comme dans le cas des nuages bas, l'altitude des nuages de LITE en meilleur accord avec l'altitude des nuages de TOVS Path-B est celle du

milieu. En effet, 49% des observations sont en accord à 1.5 km entre les deux altitudes. Pour ces observations, le nuage TOVS Path-B est en moyenne à 196 m ( $\pm 777$  m) en dessous du milieu du nuage LITE.

De nouveau, nous séparons les observations avec un nuage haut TOVS Path-B en deux cas : des observations à une seule couche LITE, qui représentent 33% de l'ensemble des nuages hauts (161 profils LITE), et des observations à plusieurs couches LITE (334 profils LITE).

### 2.2.2.1 Cas d'une couche nuageuse détectée par LITE

La figure 2.10b montre la distribution de la différence entre les altitudes des nuages hauts TOVS Path-B et les altitudes de milieu des nuages à une couche détectée par LITE. Nous constatons que cette distribution se caractérise par un pic autour de 0 km et qu'elle se prolonge vers des différences positives. 52% des observations donnent un accord à 1.5 km près entre les deux altitudes ( $|z| < 1.5$  km). Dans 36% des observations, le nuage de TOVS Path-B est un nuage haut alors que LITE indique un nuage plus bas.

Pour mieux comprendre ce désaccord, nous étudions différents autres paramètres atmosphériques. La base de données TOVS Path-B donne l'écart type de la température de brillance à  $11\ \mu\text{m}$  ( $\sigma_{11\mu\text{m}}$ ) des nuages à l'intérieur de la grille de  $1^\circ \times 1^\circ$ . Cette variable indique l'homogénéité des scènes observées. Une valeur importante de cet écart type signifie que la situation observée est hétérogène. Il faut signaler qu'en moyenne les valeurs de cet écart type sont plus importantes pour les nuages hauts que pour les nuages bas, car le contraste de température du nuage et de la surface terrestre est plus important. L'autre paramètre pouvant nous informer sur l'homogénéité de la scène observée est le  $\sigma_{\text{LITE}}$ . Ce paramètre a été calculé en moyennant les écarts entre chacun des signaux au long des profils LITE de la trace dans la grille et sa moyenne. Ensuite les profils des écarts ont été moyennés à l'intérieure de la couche nuageuse. Ainsi  $\sigma_{\text{LITE}}$  prend en compte l'homogénéité horizontale des scènes observées par LITE.

Sur le tableau 2.4a nous avons reporté les moyennes de l'émissivité effective et la couverture des nuages de TOVS Path-B, les moyennes de  $\sigma_{11\mu\text{m}}$ , de  $\sigma_{\text{LITE}}$  ainsi que de l'épaisseur géométrique et optique des nuages détectés par LITE pour les trois intervalles de différence d'altitude. Nous avons également reporté sur le même tableau les moyennes des différences entre le niveau du maximum du signal rétro-diffusé et celui du milieu du nuage. Cette variable nous donnera une information sur l'effet de la structure verticale à l'intérieur de la couche sur les différences d'altitude entre les nuages de TOVS Path-B et de LITE.

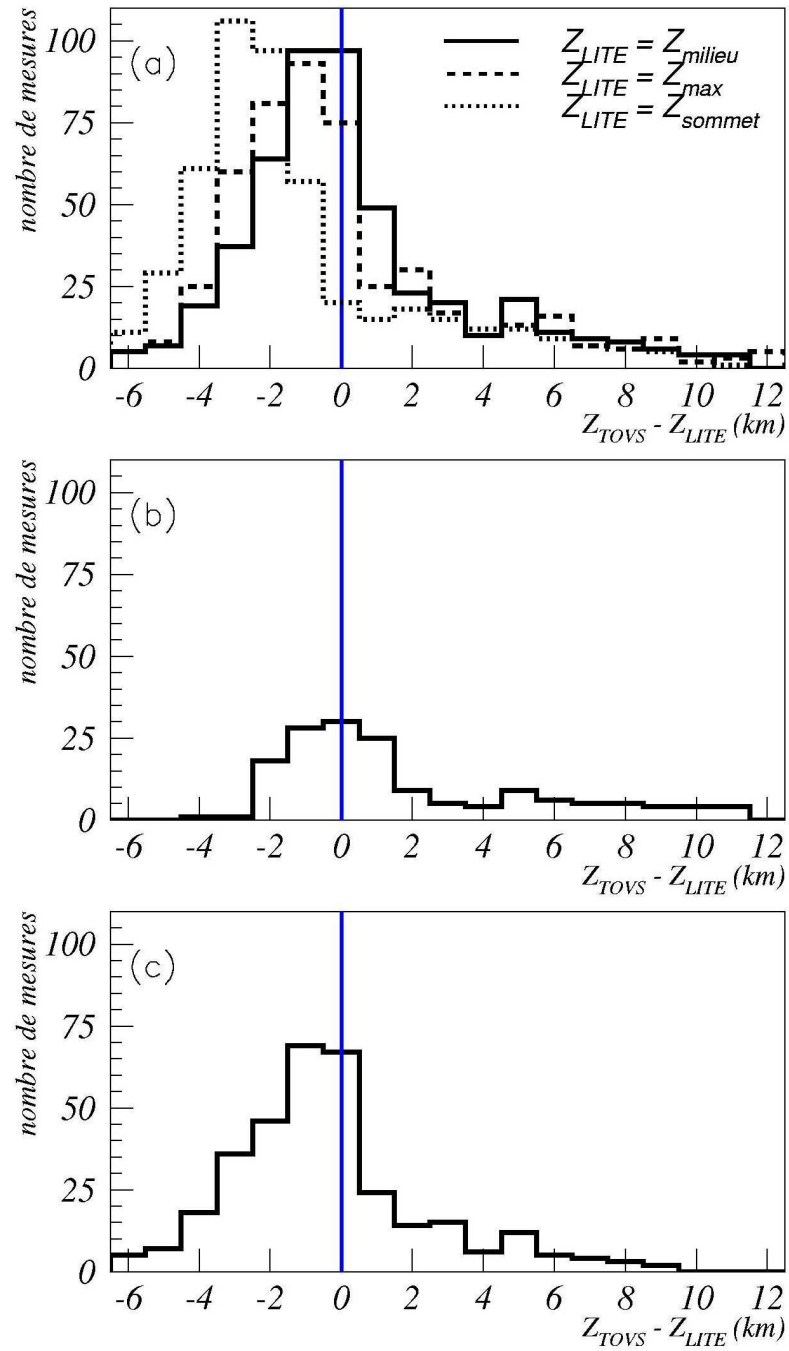


FIG. 2.10 : Distributions de différence entre les altitudes des nuages hauts de TOVS Path-B et: a) les altitudes de milieu, de maximum du signal rétro-diffusé et de sommet des nuages les plus hauts de LITE. b) l'altitude du milieu du nuage LITE dans le cas d'une seule couche. c) l'altitude du nuage le plus haut dans le cas de plusieurs couches LITE.

D'après le tableau 2.4a, les situations à un nuage d'une altitude TOVS Path-B au dessus de celle de LITE sont en général moins couvertes, avec des nuages à une faible émissivité infrarouge et à une hétérogénéité légèrement plus importante que dans les autres cas. Ces événements correspondent très probablement à des grilles couvertes par des nuages hauts ainsi que quelques nuages bas et de ciel clair, et la trace de LITE passe essentiellement sur les régions des nuages bas.

Seulement 12% des observations avec un nuage haut TOVS Path-B et une couche nuageuse LITE ont une altitude TOVS Path-B en dessous de celle de LITE. Les moyennes du tableau 2.4a nous indiquent que dans ces cas le nuage LITE est optiquement très fin, à la limite de la sensibilité de l'instrument TOVS et dans ce cas TOVS détecte plutôt le nuage en dessous qui est cette fois-ci toujours un nuage haut.

### **2.2.2.1 Cas de plusieurs couches nuageuses détectées par LITE**

La figure 2.10c montre la distribution de la différence entre les altitudes des nuages hauts TOVS Path-B et celles de milieu des nuages LITE dans le cas de plusieurs couches nuageuses. 48% des observations sont en accord (à 1.5 km près) avec le milieu du nuage LITE, et dans 34% des cas l'altitude du nuage TOVS est en dessous de l'altitude du milieu de nuage le plus haut de LITE.

Afin de comprendre les différences observées entre les altitudes des nuages de TOVS Path-B et de LITE, nous avons de nouveau reporté sur le tableau 2.4b les moyennes de différents paramètres atmosphériques dans les trois intervalles de différence d'altitudes.

Les observations à un nuage LITE au dessus de celui de TOVS Path-B contiennent des nuages à une faible épaisseur optique visible, comme dans le cas des nuages bas. Par contre, comme il s'agit déjà des nuages hauts TOVS, la différence est moins grande. Les nuages à une altitude TOVS Path-B au dessus de celle de LITE sont en moyenne des nuages avec une faible émissivité effective et une couverture plus faible que les autres observations.

Les observations avec un accord d'altitude (à 1.5 km) entre LITE et TOVS Path-B sont en moyenne des nuages avec une émissivité infrarouge et une épaisseur optique plus importantes que les autres observations. En comparant les moyennes des émissivités infrarouges dans le cas d'une seule couche LITE et dans le cas de plusieurs couches, nous remarquons qu'en moyenne les émissivités effectives TOVS Path-B sont plus importantes dans le cas d'une seule couche LITE. Pour l'ensemble des observations avec des nuages hauts de TOVS Path-B et où il existe un bon accord entre les altitudes de TOVS Path-B et de LITE ( $|z| < 1.5$  km) nous trouvons qu'en moyenne la différence entre l'altitude du nuage de TOVS et l'altitude du milieu du nuage de LITE est de -40 m dans le cas d'une seule couche et elle est de 280 m dans le cas de plusieurs couches LITE. Ce qui signifie que dans le cas de plusieurs couches, l'altitude du nuage déterminée à partir de l'inversion 3I est approximativement à 280 m en

dessous du milieu du nuage. Cette sous-estimation de l'altitude est légèrement plus faible que les biais obtenus lors des études de Baum et al. (1994).

a)

	$z < -1.5$ km	$ z  < 1.5$ km	$z > 1.5$ km
$\sigma T_{11\mu\text{m}}$ (K)	$7.56 \pm 4.41$	$6.99 \pm 4.94$	$8.78 \pm 6.83$
couverture (%)	$100 \pm 0.00$	$99 \pm 0.05$	$88 \pm 0.19$
émissivité	$0.84 \pm 0.17$	$0.87 \pm 0.16$	$0.51 \pm 2.30$
épaisseur physique (km)	$4.6 \pm 2.33$	$4.76 \pm 1.86$	$2.74 \pm 2.91$
$\tau_{\text{vis}}$	$0.11 \pm 0.24$	$0.28 \pm 0.46$	$0.76 \pm 1.04$
$\sigma_{\text{LITE}}$ (nb de photons)	$253.00 \pm 317.00$	$442.30 \pm 343.40$	$483.40 \pm 306.40$
$Z_{\text{max}} - Z_{\text{milieu}}$ (km)	$0.87 \pm 0.80$	$0.80 \pm 1.07$	$-0.08 \pm 1.62$

b)

	$z < -1.5$ km	$ z  < 1.5$ km	$z > 1.5$ km
$\sigma T_{11\mu\text{m}}$ (K)	$8.14 \pm 4.73$	$8.25 \pm 4.51$	$8.06 \pm 5.83$
couverture (%)	$96 \pm 12$	$94 \pm 15$	$87 \pm 21$
émissivité	$0.55 \pm 0.22$	$0.59 \pm 0.26$	$0.34 \pm 0.22$
épaisseur physique (km)	$1.00 \pm 1.22$	$3.28 \pm 1.88$	$1.97 \pm 1.54$
$\tau_{\text{vis}}$	$0.35 \pm 0.57$	$0.68 \pm 0.95$	$0.46 \pm 0.87$
$\sigma_{\text{LITE}}$ (nb de photons)	$355.80 \pm 376.1$	$413.50 \pm 395.30$	$436.9 \pm 363.6$
$Z_{\text{max}} - Z_{\text{milieu}}$ (km)	$0.16 \pm 0.39$	$0.27 \pm 0.80$	$0.17 \pm 0.55$

TAB. 2.4 : Moyennes de différents paramètres pour des observations avec un nuage haut TOVS Path-B et : a) une couche LITE, b) plusieurs couches LITE, séparément dans trois intervalles d'accord entre TOVS et LITE : différence d'altitude à moins de -1.5 km, entre -1.5 km et 1.5 km et à plus de 1.5 km.

## 2.3 Distributions zonales

Pour une comparaison des altitudes de nuages dans différentes régions, nous présentons sur la figure 2.11 les distributions des altitudes de nuages TOVS Path-B et des altitudes de nuages LITE, séparément pour les moyennes latitudes nord, les tropiques et les moyennes latitudes sud. Pour LITE, l'altitude du milieu du nuage le plus haut et celui en dessous, dans le cas de plusieurs couches nuageuses, sont reportées sur la figure 2.11. TOVS Path-B ne détecte dans tous les cas qu'un nuage (le plus haut dans la limite de sensibilité). En général, les distributions de TOVS et de LITE sont semblables, mais les distributions de la plus haute couche nuageuse de LITE s'étendent en général plus vers les altitudes plus grandes. De la figure 2.11 nous concluons le suivant:

- Les distributions des altitudes de nuages ont des caractéristiques différentes dans les trois bandes de latitude : dans les tropiques les nuages d'altitudes moyennes sont très rares, et les distributions se caractérisent par des pics très importants vers des altitudes de 1.5 et 14.5 km pour les nuages de LITE et vers des altitudes de 2 et 12 km pour les nuages de TOVS. Les distributions des moyennes latitudes nord montrent une répartition plus homogène dans la troposphère avec des légers maxima autour de 1.5 et 10.5 km pour LITE et autour de 1.5 et 9.5 km pour TOVS. Les distributions des moyennes latitudes sud indiquent une absence des nuages hauts avec des pics très importants autour de 0.5 km pour LITE et TOVS. Ce dernier fait peut certainement s'expliquer par l'absence de terres.
- Les distributions de milieu des deuxièmes couches détectées par LITE montrent des pics autour de 1.5 km.

## 2.4 Conclusion

L'altitude des nuages de la base climatique TOVS Path-B a été évaluée en utilisant les profils de rétro-diffusion à 532 nm, quasi-simultanés, mesurés par le lidar spatial LITE. L'altitude des nuages déterminée à partir de TOVS correspond en général à l'altitude du milieu du nuage. 53% des nuages bas de TOVS Path-B sont en accord (à 1 km près) avec l'altitude du milieu de la première couche nuageuse détectée par LITE. 22.5% des nuages bas TOVS Path-B coïncident avec la présence d'un nuage haut très fin, non détecté par TOVS, au dessus d'un nuage bas. Pour ces situations, en comparant l'altitude de TOVS Path-B avec le milieu de la deuxième couche détectée par LITE, l'accord entre les deux altitudes passe à 64%. Les nuages hauts sont souvent organisés dans des systèmes multicouches (environ 75%) et ils ont une extension verticale plus importante comparée aux nuages bas (en moyenne 2.8 km et 1.4 km respectivement). 49% des nuages hauts de TOVS Path-B sont en accord (à 1.5 km près) avec l'altitude du nuage LITE. Les observations pour lesquelles les deux altitudes ne sont pas en accord sont en moyenne des situations plus hétérogènes avec une couverture nuageuse plus

faible et des nuages optiquement plus fins comparé aux situations avec un accord entre les altitudes.

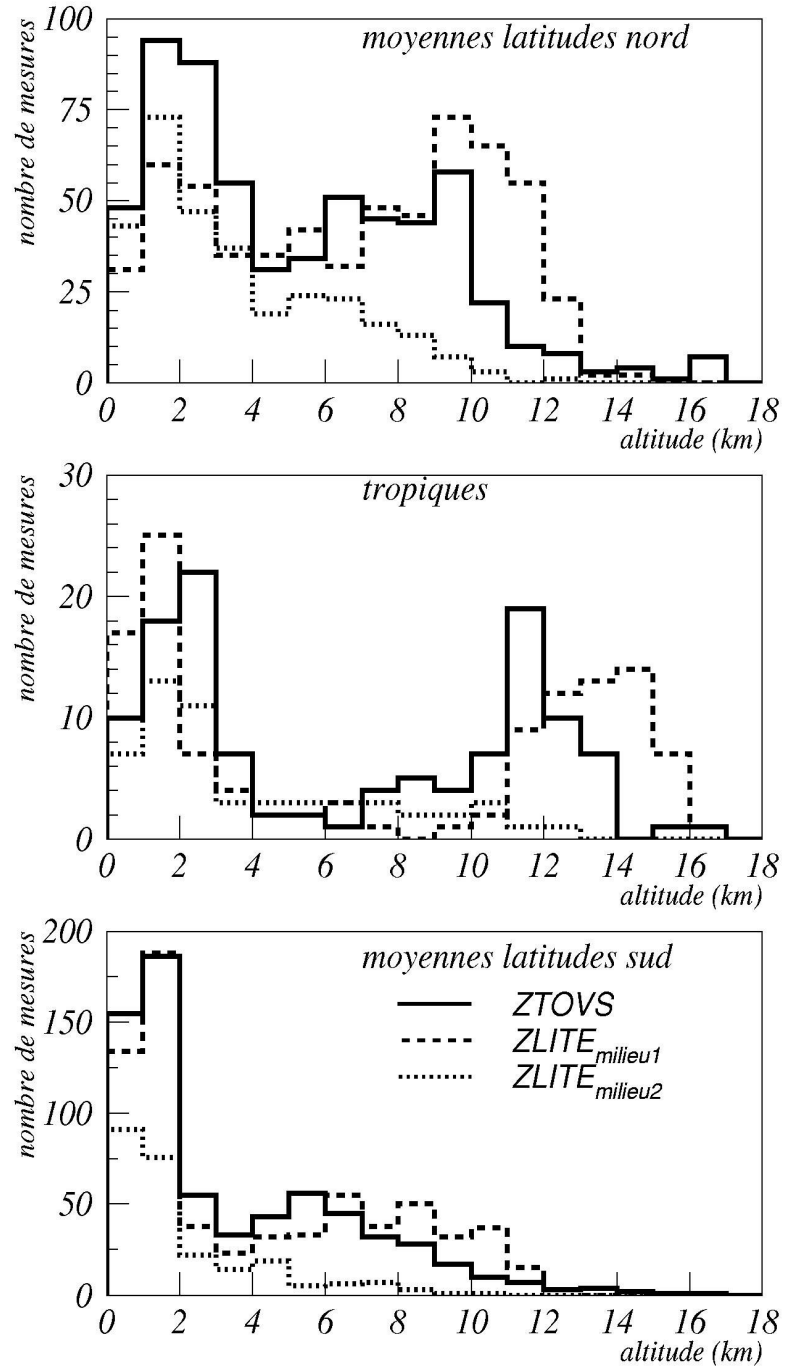


FIG. 2.11: Distributions zonales des altitudes des nuages de TOVS Path-B et des altitudes de milieux des premières couches détectées par LITE. Sont également portées les deuxièmes couches détectées par LITE.

## Chapitre 3

---

### Corrélation entre les propriétés microphysiques des cirrus et l'état de l'atmosphère

Les propriétés radiatives des cirrus sont fortement conditionnées par leur structure microphysique, c'est à dire par leur contenu en glace ainsi que par les distributions de taille et de formes des cristaux de glace qui les composent. A leur tour, ces propriétés microphysiques dépendent des processus physiques de formation des nuages. Cette dépendance est due au fait que l'évolution temporelle de ces propriétés est très lente après leur formation. Les échelles spatio-temporelles mises en jeu par ces processus physiques balayent un large spectre. Or, la résolution spatiale et temporelle des modèles de circulation générale (MCG) est réduite et ne permet pas de tenir compte d'une telle variabilité. C'est pourquoi il est nécessaire d'établir des paramétrisations permettant la représentation des propriétés microphysiques des cirrus dans ces modèles. La conception et le développement de ces paramétrisations nécessitent une bonne compréhension des liens entre la composition microphysique des cirrus et leurs processus de formation. Dans cet objectif, plusieurs campagnes de mesures ont été conduites. Nous pouvons citer parmi d'autres les campagnes FIRE (First ISCCP Regional Experiment, par ex. Heymsfield et al., 1990 ; Arnott et al., 1994 ; Heymsfield et Miloshevich 1995), EUCREX (European Cloud and Radiation Experiment, par ex. Raschke et al., 1989), CEPEX (Central Equatorial Pacific Experiment, par ex. Heymsfield et McFarquhar, 1996). La figure 3.1 récapitule la répartition géographique de la majorité des expériences où des mesures des propriétés microphysiques des cirrus ont été effectuées. Comme il apparaît de cette figure, ces campagnes de mesures sont restreintes à des zones géographiques limitées. Elles sont aussi restreintes à des périodes limitées (souvent quelques jours pendant une saison). L'utilisation des mesures satellitales offre la possibilité de la vérification du degré de cohérence des



corrélations identifiées lors de ces campagnes in-situ, ceci à une échelle globale et pour de longues périodes.

Ce chapitre est dédié à l'étude des corrélations entre les propriétés microphysiques des cirrus et les propriétés dynamique et thermodynamique de l'atmosphère sous-jacente. Avant de passer à cette étude, nous commençons par une brève introduction aux processus de formation des cirrus.

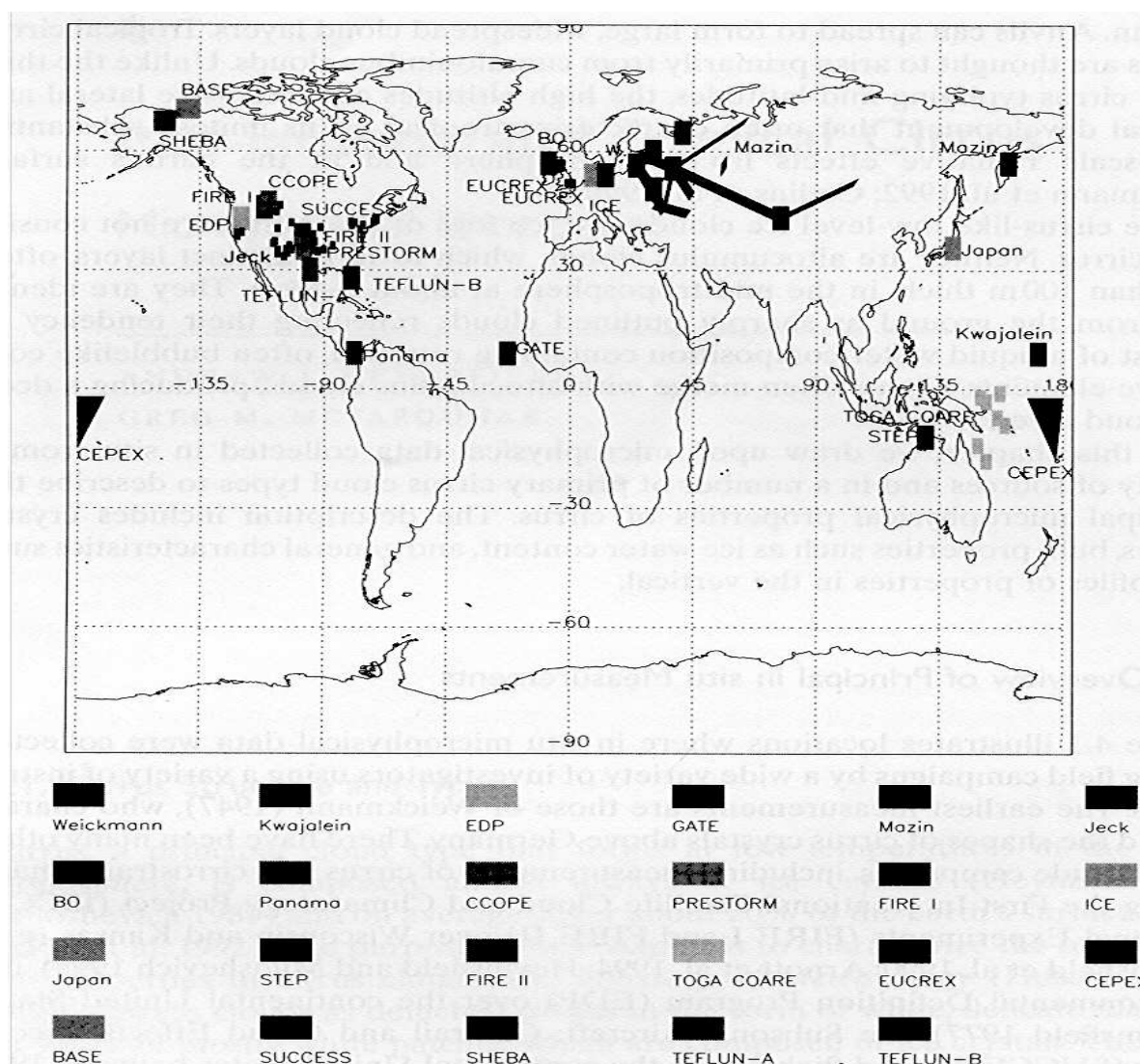


FIG. 3.1 : Distribution géographique d'un ensemble de campagnes in-situ incluant des mesures des propriétés microphysiques des cirrus. (source: Heymsfield et McFarquhar, 2002)

La formation d'un cirrus nécessite une sursaturation de l'air en glace ou en eau. Cette sursaturation doit en général dépasser les 100%. Par exemple, la glaciation homogène (c'est à dire sans intervention de particules étrangères) des gouttes d'eau, qui est la source de

formation de cirrus à basse température ( $T < -40\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), nécessite une sursaturation en glace dépassant les 140% (Koop et al., 2000).

Lorsque la sursaturation de l'air est atteinte, le processus de nucléation, c'est à dire la formation des cristaux de glace, peut se déclencher. Nous distinguons deux différents processus de nucléation: la nucléation homogène et la nucléation hétérogène. Dans le premier cas, la formation des cristaux se fait sans intervention de particules étrangères, cette formation se fait soit directement du passage de la vapeur d'eau à l'état solide, dans ce cas nous parlons du processus de déposition, ou bien de la congélation des gouttes d'eau en cristaux de glace, dans ce cas il s'agit du processus de glaciation. Dans la nucléation hétérogène des aérosols atmosphériques interviennent dans le processus de formation. Ces aérosols servent comme noyaux glaçogènes sur lesquels la vapeur ou les gouttes d'eau se déposent. Ils peuvent également provoquer la glaciation de gouttes d'eau surfondue par contact ou par immersion à l'intérieur de ces gouttes. Après la formation des cristaux de glace, leur taille peut subir soit une croissance par les processus d'agrégation et de collision soit subir une décroissance par les processus de sédimentation et de fragmentation. Pour une description plus détaillée de ces mécanismes de formation on peut se référer par exemple aux travaux de Young (1993).

Les cirrus se créent à l'issue d'une instabilité thermique ou dynamique à petite échelle ou par des mouvements de masse d'air à grande échelle. Les observations ont permis d'associer la présence de cirrus aux trois systèmes synoptiques suivants : la convection, les systèmes frontaux et les courants jets (par ex. Liou, 1986, 1992).

Les processus de convection intense conduisent au développement de nuages d'une grande extension verticale. Lorsque le sommet du nuage atteint la tropopause, sa progression verticale est arrêtée laissant la place à un développement de l'extension horizontale donnant la forme d'une enclume au nuage. Cette partie supérieure du nuage persiste même après la dissipation par précipitation de la partie inférieure.

Les cirrus formés dans les systèmes frontaux sont le résultat de l'ascension lente d'une masse d'air chaud au dessus d'une masse d'air froid.

Les zones d'intrusion d'air stratosphérique dans la haute troposphère se situent préférentiellement aux moyennes latitudes, à la frontière entre les masses d'air polaires et les masses d'air chaudes subtropicales. Les mécanismes d'échanges majeurs sont les foliations de tropopause dues à une accélération du courant jet. Dans ce cas, la haute troposphère est asséchée au bord cyclonique et des cirrus se forment dans la partie anticyclonique du courant jet (par ex. : Holton et al., 1995; Mace et al., 1995 ; Sauvage, 2000).

### 3.1 Corrélations entre épaisseur en glace, diamètre effectif des cristaux et température

Différentes analyses de mesures collectées durant des campagnes de mesures ont identifié une corrélation entre la taille des cristaux de glace des cirrus et la température à l'intérieur de ces nuages : la taille des cristaux augmente avec la température. A partir de ces mesures plusieurs paramétrisations des propriétés microphysiques des cirrus en fonction de la température ambiante ont été élaborées. Par exemple, Heymsfield et Platt (1984) ont utilisé des mesures relevées dans des cirrus des moyennes latitudes pour développer une paramétrisation de la taille effective des particules de glace en fonction de la température dans ces nuages. Cette paramétrisation est utilisée (après quelques modifications pour prendre en compte les cristaux dont la taille est inférieure à 20  $\mu\text{m}$ ) dans le Modèle de Circulation Générale SKYHI du Laboratoire de la Dynamique des Fluides Géophysiques (GFDL) de Princeton (Donner et al., 1997). Mitchell et al. (1996) ont analysé un certain nombre de spectres de taille et ils ont ainsi développé une paramétrisation de  $D_e$  en fonction de la température, cette paramétrisation est utilisée dans le modèle de climat du centre britannique MetOffice. Plus récemment, Boudala et al. (2002) ont analysé les mesures obtenues lors de quatre projets conduits dans les hautes latitudes (supérieures à 45 °N) pour développer une paramétrisation du diamètre effectif des particules de glace des cirrus de ces régions en fonction de la température. Il faut noter ici, que la température a été mesurée à différents niveaux à l'intérieur de ces nuages, et ainsi une corrélation positive entre  $D_e$  et  $T$  peut être également interprétée comme une corrélation entre  $D_e$  et la position verticale à l'intérieur du nuage : les cristaux plus petits se trouvent souvent en hauts du nuage tandis que vers la base du nuage les cristaux sont en général plus grands à cause des processus d'agrégation (Heymsfield et Iaquina, 2000).

La figure 3.2 montre le comportement du rayon effectif des cristaux de glace des cirrus en fonction de la température. Les données reportées sur cette figure sont issues de différentes campagnes in-situ. Comme nous pouvons le constater, il existe une grande dispersion des valeurs de ce rayon, et son comportement en fonction de la température peut être différent suivant les campagnes. Certaines de ces différences sont probablement liées aux différentes procédures d'étalonnage des instruments utilisés lors de ces campagnes (Gayet et al., 1993).

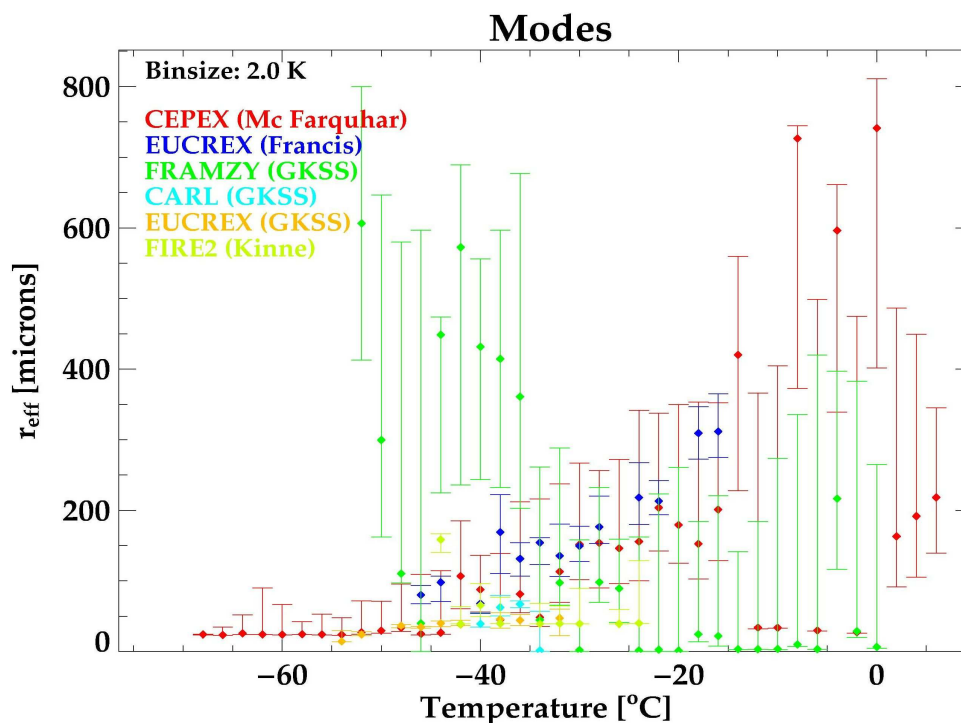


Fig. 3.2 : Comportement du rayon effectif des cristaux de glace des cirrus en fonction de la température à partir de mesures collectées durant six campagnes in-situ. (Source : A. Macke)

Par la suite, nous étudions les corrélations entre l'épaisseur en glace, le diamètre effectif des cristaux de glace et la température des cirrus. Pour cette étude nous avons utilisé les propriétés des cirrus semi-transparents à grande étendue spatiale de la base climatique TOVS Path-B. Un ensemble de 3.159.016 observations couvrant des régions entre 60°N à 60°S a été utilisé dans cette analyse. En conséquence, les erreurs statistiques sont trop faibles pour être visible sur les figures suivantes.

La courbe noire sur la figure 3.3a représente l'épaisseur en glace (IWP) des cirrus semi-transparents en fonction de leur température, pour 7 intervalles de température entre 200 K et 270 K. Cette figure montre une légère augmentation du IWP avec la température du nuage. En effet, il passe en moyenne de  $20 \text{ gm}^{-2}$  à  $35 \text{ gm}^{-2}$  pour des températures entre 205 K et 265 K. Un comportement semblable a été également relevé lors des analyses des mesures collectées lors de différentes campagnes (par ex. : Heymsfield et Platt, 1984; Mace et al., 2001; Korolev et al., 2003). Nous constatons, toujours à partir de la figure 3.3a, que la croissance de IWP en fonction de la température du nuage se fait avec un changement de pente à partir de 235 K : la croissance devient moins rapide lorsque la température du nuage augmente. Ce phénomène peut être dû :

- aux différences des processus de formation des cristaux de glace des cirrus entre hautes et basses températures : à basse température, la probabilité de la nucléation homogène augmente (par ex. : Khain et al., 2000). En effet, le taux de la nucléation

homogène passe de  $10^{-8} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  à une température de 243 K pour atteindre une valeur de  $10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  à une température de 233 K (Pruppacher, 1995).

- ou au fait que lorsque la température augmente, la probabilité de la coexistence des gouttes d'eau avec des cristaux de glace devient importante. En effet, une étude de Korolev et al. (2003) sur des nuages en phase mixte (c'est-à-dire avec un mélange de gouttes d'eau et de cristaux de glace) des systèmes frontaux a montré que l'augmentation du contenu en glace en fonction de la température devient plus faible lorsque la concentration en gouttes d'eau augmente.

La courbe noire sur la figure 3.3b représente les moyennes de  $D_e$  dans 7 intervalles de température variant entre 200 et 270 K. Comme il apparaît de cette figure, le comportement de  $D_e$  en fonction de la température n'est pas monotone. Pour des températures inférieures à 235 K,  $D_e$  ne dépend pas de la température. Au delà de cette température nous constatons une modeste croissance de  $D_e$  en fonction de ce paramètre : en moyenne,  $D_e$  passe de 50  $\mu\text{m}$  à 65  $\mu\text{m}$  entre 235 K et 265 K. Différentes campagnes de mesures ont relevé l'existence des gouttelettes d'eau dans des cirrus même à des températures de 233 K (par ex. : Cober et al., 2001 ; Korolev et al., 2003). Or, des études menées par Rädcl et al. (2003) et Yang (2003) sur la sensibilité de la restitution de la taille des cristaux de glace à une éventuelle présence des gouttes d'eau dans les cirrus ont montré que cette présence conduit à une surestimation de  $D_e$ . Ainsi, pour des cirrus avec des températures supérieures à 235 K il est difficile de conclure, à partir des données dont nous disposons, si l'augmentation de  $D_e$  en fonction de la température est bien un effet réel ou un effet résiduel lié à la restitution de  $D_e$ . Néanmoins, Donavan et Van Lammeren (2002) ainsi que Korolev et al. (2003) ont montré que pour les cirrus avec des forts IWP et avec des températures supérieures à 240 K,  $D_e$  augmente avec la température.

Pour une analyse plus détaillée, nous avons également reporté sur la figure 3.3a l'épaisseur en glace en fonction de la température pour quatre intervalles de diamètre effectif des cristaux : 25 – 40  $\mu\text{m}$ , 40 – 55  $\mu\text{m}$ , 55 – 70  $\mu\text{m}$  et 70 – 90  $\mu\text{m}$ . De même, nous avons étudié sur la figure 3.3b les variations de la taille des cristaux de glace en fonction de la température en séparant les cirrus suivant leur IWP pour trois intervalles : 0 – 15  $\text{gm}^{-2}$ , 15 – 30  $\text{gm}^{-2}$  et 30 – 45  $\text{gm}^{-2}$ . Comme le montrent ces figures, les moyennes du IWP sont peu dépendantes de  $D_e$ .

La variabilité de  $D_e$  entre les différents intervalles de IWP est bien plus importante que sa variation avec la température du cirrus. Pour les cirrus avec une faible épaisseur en glace, la croissance de  $D_e$  en fonction de la température pour les températures élevées n'est plus visible. Ceci pourrait indiquer une proportion d'eau liquide moins importante pour ce type de cirrus.

Ces premières analyses montrent, qu'aucune corrélation entre la taille des cristaux de glace des cirrus et leur température ne peut être établie à une échelle globale. Par contre, l'épaisseur en glace est en général plus faible pour des cirrus plus froids.

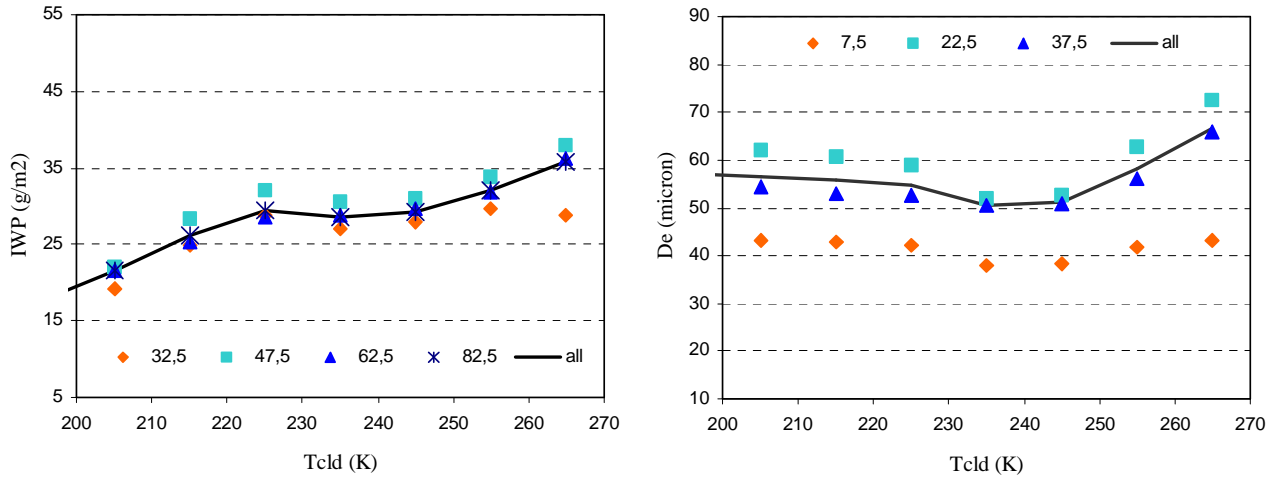


FIG. 3.3 : Moyennes globales ( $60^{\circ}\text{N}$ - $60^{\circ}\text{S}$ ) de l'épaisseur en glace (IWP) (gauche) et du diamètre effectif ( $D_e$ ) (droite) des cirrus semi-transparents en fonction de la température du nuage. Les moyennes de IWP sont calculées dans 4 intervalles de  $D_e$  et les moyennes de  $D_e$  sont calculées dans 3 intervalles de IWP. Les moyennes sans cette distinction sont également reportées (traits pleins).

Comme les différentes campagnes de mesures se situent dans différentes régions et saisons, nous étudions le comportement de l'épaisseur en glace et du diamètre effectif des cristaux de glace des cirrus en fonction de leur température, séparément pour les tropiques, les moyennes latitudes en été et les moyennes latitudes en hiver. Ces relations sont montrées sur la figure 3.4, pour les quatre précédents intervalles de  $D_e$  et les trois précédents intervalles de IWP, respectivement.

En ce qui concerne le comportement de IWP, nous remarquons que dans les moyennes latitudes, indépendamment de la saison et de  $D_e$ , le IWP augmente en fonction de la température alors que dans les régions tropicales la croissance de IWP en fonction de  $T_{\text{cld}}$  apparaît pour des  $T_{\text{cld}}$  inférieures à 235 K et que cette croissance est plus prononcée pour des nuages avec des faibles  $D_e$ . Pour le comportement de  $D_e$ , nous constatons que pour les deux régions et pour les deux saisons, les moyennes de ce paramètre dépendent plus de l'épaisseur en glace des cirrus que de leurs températures.

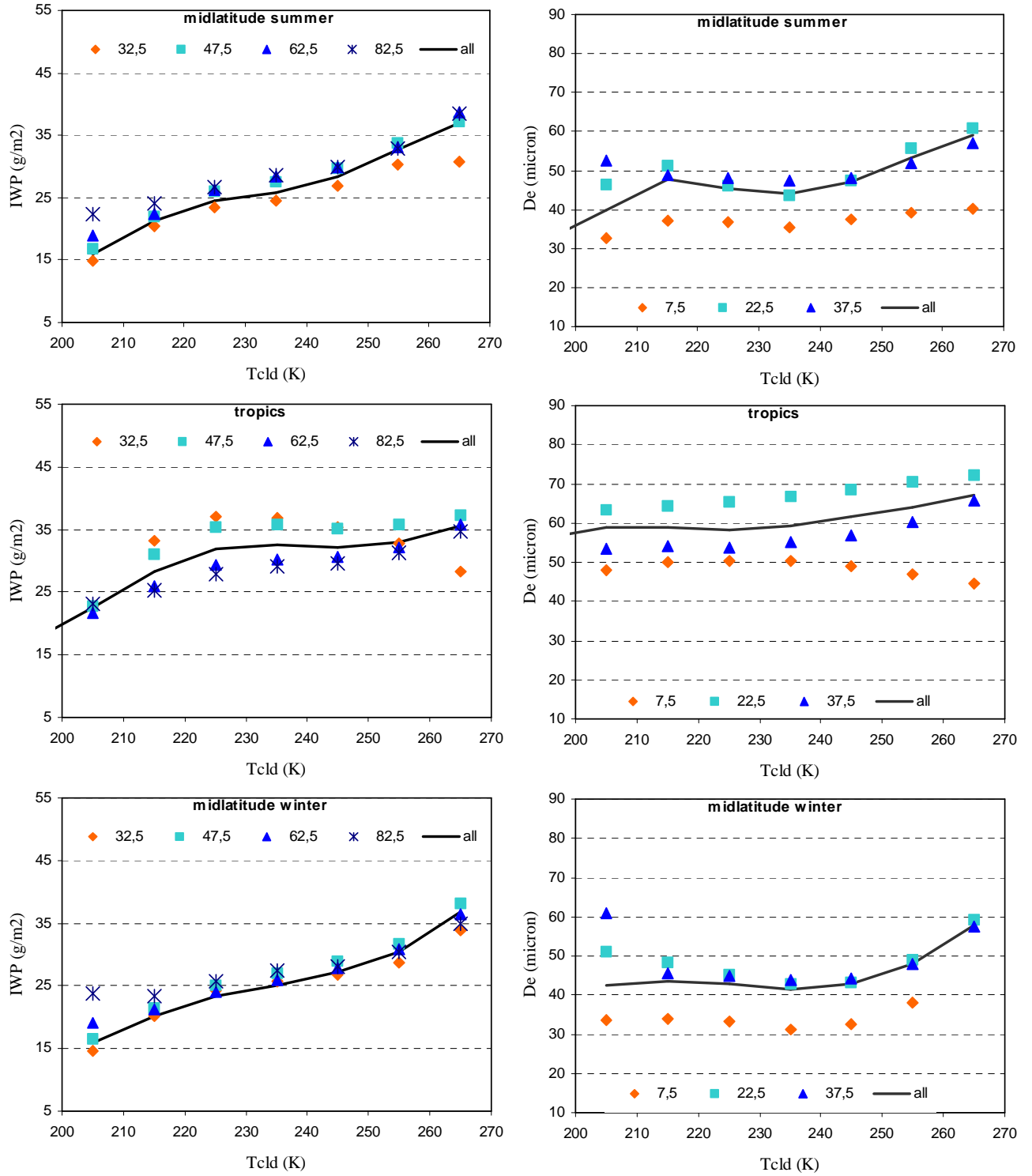


FIG. 3.4 : Variations régionales (tropiques et moyennes latitudes) et saisonnières (été et hiver) des moyennes de IWP (gauche) et de  $D_e$  (droite) des cirrus semi-transparents en fonction de la température du nuage. Les symboles : idem que dans la légende de FIG. 3.3.

### 3.1.1 Distinction entre cirrus optiquement fins et plus épais

Dans ce qui suit, nous avons séparé l'ensemble des observations des cirrus semi-transparents à grande étendue spatiale de la base TOVS Path-B en deux catégories : les cirrus relativement fins ( $0.30 < \varepsilon(11\mu\text{m}) < 0.55$ ) et les cirrus avec une émissivité effective relativement importante ( $0.55 < \varepsilon(11\mu\text{m}) < 0.80$ ). Les figures 3.5 et 3.6 montrent IWP et  $D_e$  en fonction de la température pour ces deux catégories de cirrus, séparément dans les moyennes latitudes et les tropiques.

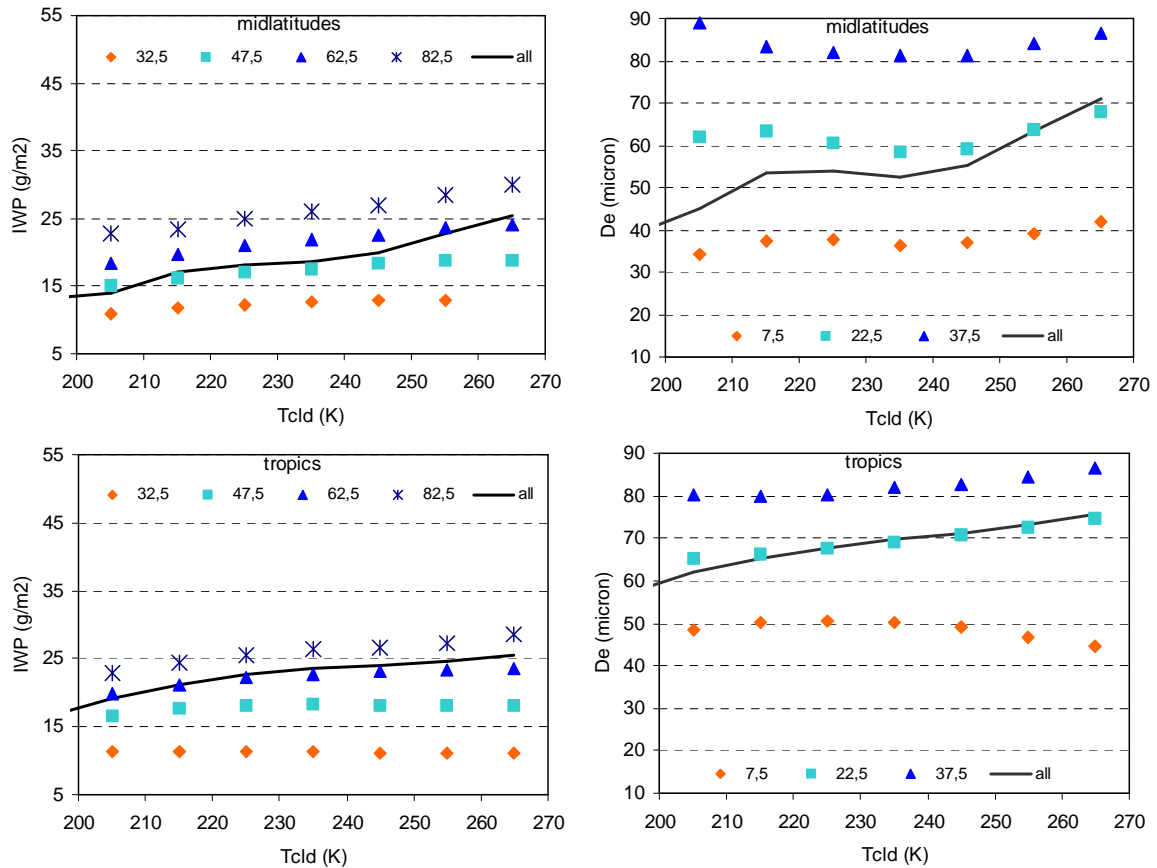


FIG. 3.5 : Variations régionales des moyennes de IWP et de  $D_e$  des cirrus relativement fins ( $0.3 < \varepsilon_{11\mu\text{m}} < 0.55$ ) en fonction de la température du nuage.

S'agissant du comportement de IWP, nous constatons que les cirrus fins et relativement épais des moyennes latitudes et les cirrus fins des tropiques montrent une dispersion d'environ  $15 \text{ gm}^{-2}$  suivant les valeurs de  $D_e$ . Pour les cirrus relativement épais au dessus des tropiques la dispersion ne dépasse pas  $5 \text{ gm}^{-2}$ . Ainsi les variations de IWP en fonction de la température du nuage sont difficiles à interpréter d'une manière globale, ce qui prouve qu'il existe bien d'autres paramètres influençant les valeurs de IWP.



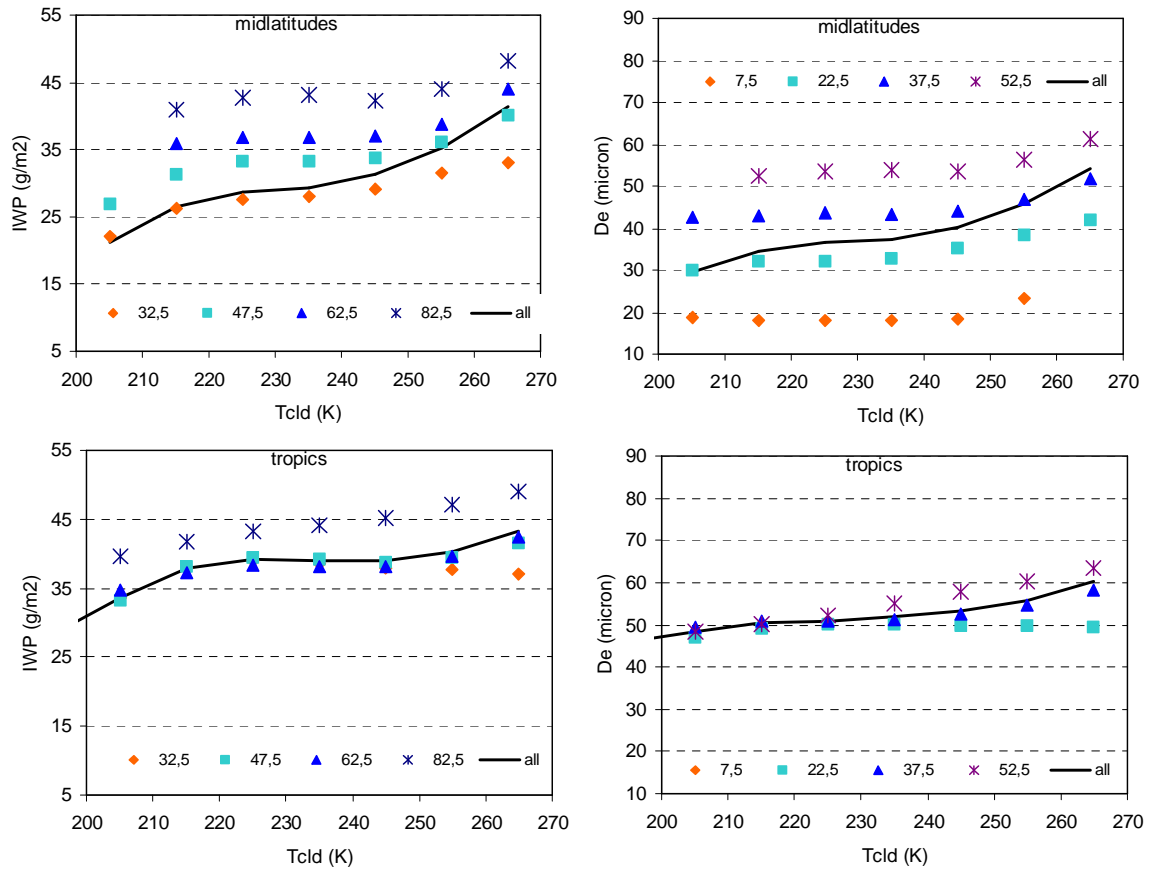


FIG. 3.6: Variations régionales des IWP et  $D_e$  pour les cirrus relativement épais ( $0.55 < \varepsilon_{11\mu m} < 0.85$ ) en fonction de la température du nuage.

Dans les moyennes latitudes,  $D_e$  des cirrus fins varie d'environ 40  $\mu m$ , suivant le IWP. Alors que les variations sans séparation entre les types de nuages et sur tout le globe n'étaient que de 20  $\mu m$ . Les cirrus relativement épais des régions tropicales montrent une très faible variation de  $D_e$  en fonction du IWP et de  $T_{cld}$ , avec une moyenne d'environ 50  $\mu m$ .

### 3.1.2 Corrélation entre diamètre effectif des cristaux et épaisseur en glace

Plusieurs analyses des mesures in-situ ont montré l'existence d'une corrélation entre  $D_e$  et IWP avec  $D_e$  croissant en même temps que IWP (par ex. : Heymsfield, 1977; Heymsfield et Platt, 1984; Korolev et al., 2001). Sur la figure 3.7 nous avons montré le comportement de  $D_e$  en fonction de IWP pour 4 valeurs de l'émissivité à 11  $\mu\text{m}$ . Ces résultats ont été obtenus à partir des simulations par le modèle de transfert radiatif Streamer (chapitre 1). A partir de cette figure nous constatons que la même émissivité du nuage peut être obtenue soit avec un faible  $D_e$  et un faible IWP ou bien un grand  $D_e$  et un grand IWP. Cependant nous constatons que pour un même intervalle de  $D_e$  les valeurs possibles de IWP sont plus limitées dans le cas d'une faible émissivité que dans le cas d'une grande émissivité.

Afin d'étudier les corrélations entre  $D_e$  et IWP, nous avons reporté sur la figure 3.8 des distributions d'occurrence à deux dimensions : en intervalles de  $D_e$  et de IWP. Le code des niveaux de gris indique la fréquence d'occurrence de chaque couple ( $D_e$ , IWP). Nous avons séparé les régions tropicales des moyennes latitudes ainsi que les nuages fins des nuages épais.

A partir de la figure 3.8 nous constatons que le comportement de  $D_e$  en fonction du IWP varie suivant les régions. Dans les moyennes latitudes,  $D_e$  croît avec le IWP. Cette croissance est plus importante pour les cirrus fins que pour les cirrus relativement épais. Une croissance de  $D_e$  en fonction du IWP a été également observée par Korolev et al. (2001) en analysant les observations effectuées dans des cirrus continentaux optiquement fins durant les saisons froides (octobre à mars).

Dans les régions tropicales, la corrélation entre IWP et  $D_e$  change de sens entre les cirrus fins et les cirrus plus épais: pour les premiers, la corrélation entre les deux paramètres est relativement faible, mais  $D_e$  continu à augmenter en même temps que le IWP. Par contre nous constatons que pour les cirrus plus épais, le  $D_e$  augmente lorsque IWP diminue. Ces différences de comportement sont probablement provoquées par les différences entre les processus générant ces deux types de cirrus. D'après une étude de Stith et al. (2002), les cristaux de glace des cirrus épais ont une taille relativement faible avec un fort IWP quand ils sont à proximité du centre convectif (région avec une forte ascendance). Alors les régions éloignées de ce centre contiennent des cristaux de glace de taille plus importante avec un IWP plus faible.

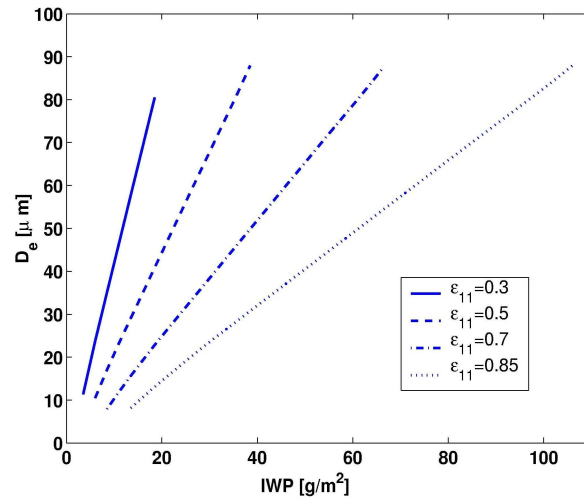


FIG. 3.7 : Relation entre  $D_e$  et IWP pour quatre émissivités effectives. Simulations à partir du code Streamer.

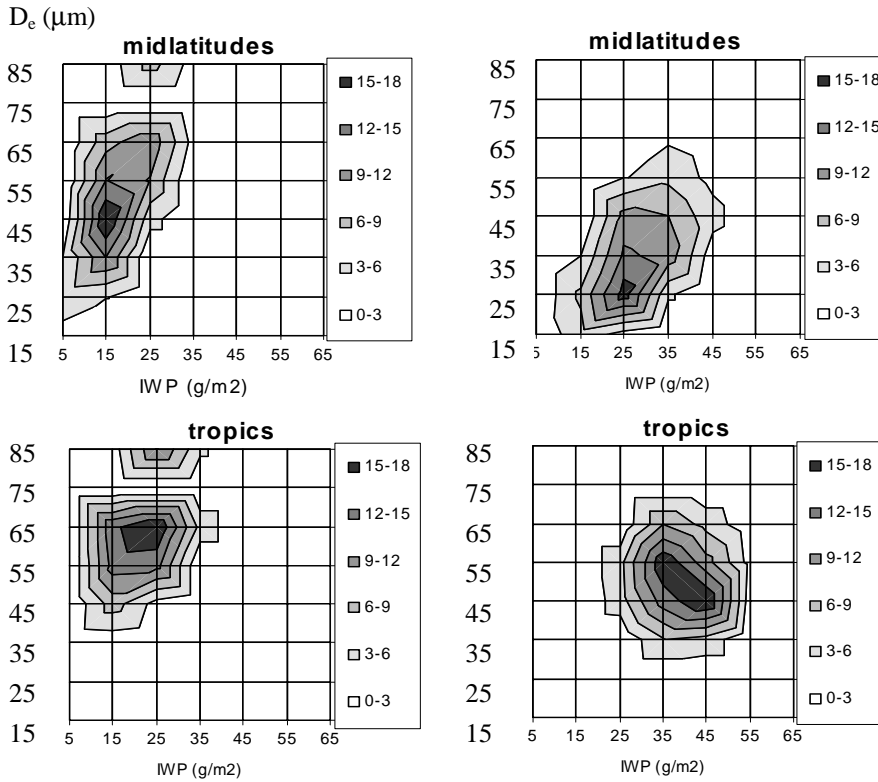


FIG. 3.8 : Distributions à deux dimensions des fréquences d'occurrence de IWP et de  $D_e$  pour les cirrus fins (à gauche) et les cirrus épais (à droite) dans les moyennes latitudes et les tropiques.

Les analyses présentées précédemment nous ont montré que la taille effective des cristaux de glace des cirrus ainsi que leur épaisseur en glace sont loin d'être caractérisées par une simple relation avec la température des nuages. Ce qui prouve qu'il existe bien d'autres paramètres qui conditionnent les valeurs de ces propriétés nuageuses. Plusieurs études ont montré que les propriétés des cirrus sont affectées par les conditions météorologiques à grande échelle dans lesquelles ces nuages se forment et se développent (par ex. : Starr et Cox, 1985a, 1985b; Sassen et al., 1995). Dans la suite nous mettons les propriétés microphysiques des cirrus en relation avec l'état dynamique et thermodynamique de l'atmosphère sous-jacente.

## **3.2 Propriétés atmosphériques liées aux cirrus**

### **3.2.1 Champs d'humidité et de vents à partir des ré-analyses ERA-40**

Les paramètres décrivant l'état de l'atmosphère utilisés dans cette étude proviennent des réanalyses ERA-40 du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMET ou ECMWF).

Dans son projet de réanalyse, l'ECMWF a utilisé une grande archive de données météorologiques recueillies à partir des observations de surface, des radiosondages, des données bateaux, des données avions ainsi que des observations satellites. L'ensemble des observations disponibles est échantillonné dans le temps et l'espace. Ainsi pour reconstituer l'état de l'atmosphère dans son ensemble la technique d'assimilation variationnelle tridimensionnelle est utilisée dans les réanalyses ERA-40. Le principe de cette technique consiste en la minimisation de la distance entre une ébauche (calculée par un modèle de prévision météorologique) et les mesures disponibles. Le modèle de prévision utilisé est le IFS (Integrated Forecasts System) développé conjointement par l'ECMWF et Météo-France. Pour une description détaillée du système d'analyse utilisé dans les réanalyses ERA-40 on peut se référer par exemple à (Andersson et al., 1998; Courtier et al., 1998).

Les données ERA-40 sont disponibles à une fréquence de 6 heures par jour et avec une résolution spatiale de  $1.25^\circ$  latitude x  $1.25^\circ$  longitude. Dans le cadre de notre étude, nous nous sommes intéressés à la période de 1987 à 1991. Durant cette période, les observations de TOVS, SSM/I (Special Sensor Microwave /Imager) ainsi que les vents (Cloud Motion Winds) issus des observations Meteosat (Schmetz et al., 1993) sont assimilées dans ERA-40. Le contenu total en vapeur d'eau ainsi que la vitesse du vent à la surface sont assimilés en utilisant un modèle variationnel d'une dimension sur les observations de SSM/I.

Les champs d'humidité d'ERA-40 dépendent à la fois des paramétrisations physiques utilisées dans le modèle ainsi que de la dynamique à grande échelle et notamment du vent vertical. Pour une évaluation de ce contenu en vapeur d'eau, nous l'avons comparé à celui de TOVS

Path-B. Ce dernier a été évalué en utilisant des observations in-situ (Chaboureau et al., 1998) et des observations à partir de SSM/I et de Meteosat (Escoffier et al., 2001). Pour des situations atmosphériques nuageuses, la restitution du contenu en vapeur d'eau par 3I ne peut avoir lieu que dans le cas des nuages optiquement fins. Pour cette raison, notre comparaison porte sur des observations avec des cirrus d'une émissivité effective inférieure à 0.6.

Cette comparaison a montré, qu'en général il existe un bon accord entre les deux contenus en vapeur d'eau, avec une légère tendance de surestimation de l'humidité restituée à partir de TOVS. En moyenne, la différence entre le contenu en vapeur d'eau de TOVS Path-B et celui de ERA-40 est de 0.78 cm (RMS :1.23 cm) à l'échelle du globe, de 0.97 cm (RMS :1.18 cm) dans les tropiques et de 0.31 cm (RMS :1.07 cm) dans les moyennes latitudes.

Des études d'évaluation de la circulation atmosphérique dans les régions tropicales ont montré que l'incertitude sur l'intensité du vent méridional est inférieure à 5 m/s (Uppala, 2002) et que l'incertitude sur le vent vertical est de 0.02 Pa/s aux alentours de 300 hPa (Beljaars, 2003).

### **3.2.2 Collocation des propriétés des cirrus (TOVS Path-B) et de leurs propriétés atmosphériques (ERA-40)**

Afin d'étudier les corrélations entre les propriétés microphysiques des cirrus semi-transparents à grande étendue spatiale et l'état dynamique et l'humidité de l'atmosphère sous-jacente, nous avons combiné les données TOVS Path-B contenant des cirrus semi-transparents avec les données issues des ré-analyses ERA-40 les plus proches spatio-temporellement. Les données utilisées dans cette étude couvrent une période de quatre étés (1987 à 1990) et quatre hivers (1988 à 1991) et s'étendent sur les régions de 60 °N à 60 °S.

L'état dynamique de l'atmosphère est caractérisé par les composantes horizontale ( $u, v$ ) et verticale ( $w$ ) du vent. ERA-40 fournit les valeurs de ces paramètres aux niveaux de pression suivants : 400, 300, 250, 200, 150 et 100 hPa. Par la suite, nous allons nommer vent horizontal  $uv$  la somme des composantes Sud-Nord ( $v$ ) et Ouest-Est ( $u$ ) :  $uv = \sqrt{u^2 + v^2}$ . Pour notre étude de corrélation nous avons utilisé les valeurs des composantes du vent correspondant au niveau vertical de ERA-40 se situant en dessous du niveau du nuage de TOVS Path-B. L'état d'humidité de l'air est caractérisé par le contenu intégré en vapeur d'eau sur la colonne atmosphérique. En moyenne, 75% de la vapeur d'eau atmosphérique se trouve à des niveaux inférieurs à 700 hPa et seulement 5% à des niveaux entre 500 et 300 hPa. Cependant, les moyennes zonales de l'humidité atmosphérique montrent le même comportement en haut et en bas de l'atmosphère, à savoir une diminution de ce paramètre en allant des régions tropicales vers les régions polaires.

### 3.2.3 Variations régionales et saisonnières des propriétés atmosphériques sous-jacentes

Suivant les régions et les saisons, les cirrus sont générés par différents processus dynamiques. Dans les moyennes latitudes, à méso-échelle, les cirrus sont généralement associés aux circulations frontales. A échelle synoptique, ils sont associés à des ondes baroclines et à des courants jets (par ex. : Starr et Wylie, 1990 ; Mace et al., 1995). En été, la convection continentale peut également constituer une source de formation de cirrus.

Dans les tropiques, les cirrus sont souvent associés à des processus de convection. Cependant, des cirrus fins observés dans ces régions peuvent ne pas être issus de ces activités convectives mais plutôt générés par des processus dynamiques propres à la haute troposphère (par ex. : Starr et Cox, 1985).

Par la suite, nous nous sommes intéressés aux différences régionales et saisonnières de l'état de l'atmosphère contenant des cirrus semi-transparents. Sur le tableau 3.1 nous avons dressé les moyennes du contenu total en vapeur d'eau ainsi que du vent horizontal des situations atmosphériques avec une présence d'un cirrus semi-transparent. Pour le vent vertical, nous avons reporté les fréquences des situations atmosphériques avec une forte ascendance ( $w < -0.2$  Pa/s ce qui est équivalent à  $\approx -5$  cm/s), des situations avec une forte descendance ( $w > 0.2$  Pa/s) ainsi que les fréquences des situations avec un faible vent vertical ( $|w| < 0.05$  Pa/s ou  $\approx 1.25$  cm/s). Nous avons distingué trois régions : moyennes latitudes nord, tropiques et moyennes latitudes sud. Dans les moyennes latitudes nous avons séparé les observations pendant l'été de celles pendant l'hiver.

Le tableau 3.1 nous indique qu'à méso-échelle les vents horizontaux en présence des cirrus semi-transparents sont en moyenne plus faibles dans les tropiques que dans les moyennes latitudes. Dans les moyennes latitudes nord, ces vents sont plus forts pendant l'hiver que pendant l'été. En revanche, l'intensité de ces vents ne présente pas de changement sensible par rapport à la saison dans les moyennes latitudes sud.

Aux échelles spatiales que nous traitons, nous remarquons que dans les tropiques, la présence des cirrus semi-transparents est plus fréquemment accompagnée par des situations atmosphériques avec des faibles vents verticaux. En effet, sur un ensemble de 577238 observations, 44% des cirrus sont entourés d'une atmosphère de faible vent vertical. Par contre, la fréquence des situations dynamiques avec des fortes ascendances à méso-échelle ne représente que 0.1%. Dans les moyennes latitudes, la fréquence des fortes ascendances est plus importante pendant l'hiver que pendant l'été, ceci est probablement lié aux tempêtes.

L'analyse des moyennes régionales et saisonnières des paramètres dynamiques et de l'humidité de l'atmosphère en présence des cirrus fins ( $\epsilon < 0.55$ ) et des cirrus relativement épais ( $\epsilon > 0.55$ ) a montré que les moyennes des vents horizontaux ainsi que de l'humidité sont assez similaires en présence de ces deux types de nuages. Par contre, il existe des différences concernant le vent vertical. Sur le tableau 3.2 nous avons dressé les fréquences des fortes

ascendances en présence des cirrus fins et des cirrus épais, dans les tropiques et moyennes latitudes, en été et en hiver. Comme le montrent les fréquences de ce tableau, dans les moyennes latitudes, les fortes ascendances sont plus fréquentes en présence des cirrus épais qu'en présence des cirrus fins. Dans les tropiques, les activités convectives avec des fortes ascendances se produisent à des échelles spatiales bien plus faibles comparées aux échelles que nous traitons ce qui explique la faible différence entre les fréquences reportées sur le tableau 3.2.

	Vapeur d'eau (cm)		Vent (m/s)		Fréquences des observations avec		
	mean	RMS	mean	RMS	ascendance	pas de vent	descendance
moy. lat. nord été	3.0	1.2	19.4	11.1	9%	38%	3%
moy. lat. hiver	1.5	0.8	31.6	15.1	13%	29%	7%
Tropiques	5.0	0.9	9.7	6.3	7%	44%	0.1%
moy. lat. sud été	2.3	1.0	28.3	12.9	6%	42%	2%
moy. lat. sud hiver	1.4	0.7	31.4	14.1	9%	34%	4%

TAB. 3.1 : *Moyennes régionales et saisonnières des propriétés atmosphériques avec une présence d'un cirrus semi-transparent.*

	Fréquence des fortes ascendances	
	$\epsilon < 0.55$	$\epsilon > 0.55$
moy. lat. nord été	2%	7%
moy. lat. nord hiver	2%	11%
tropiques	2%	5%
moy. lat. sud été	1%	5%
moy. lat. sud hiver	2%	7%

TAB. 3.2 : *Fréquences des fortes ascendances ( $w < -0.2$  hPa) en présence des cirrus fins ( $\epsilon < 0.55$ ) et des cirrus épais ( $\epsilon > 0.55$ ), dans les tropiques et moyennes latitudes, en été et en hiver.*

### 3.3 Corrélations entre épaisseur en glace, diamètre effectif des cristaux et humidité atmosphérique et vents à grande échelle

A présent nous allons passer à l'étude des corrélations entre les propriétés microphysiques des cirrus et l'état de l'atmosphère sous-jacente. Dans un premier temps, nous allons analyser séparément les effets de chacun des paramètres atmosphériques. Ensuite nous allons étudier la synergie de l'ensemble de ces paramètres sur les propriétés microphysiques. Pour cette analyse, nous n'avons pris en compte que les observations dont les cirrus sont à une température inférieure à 233 K. Ce choix, comme nous l'avons signalé auparavant, nous permettra d'éliminer les nuages avec une probabilité de coexistence des gouttes d'eau et des cristaux de glace.

Sur la figure 3.9 nous montrons les moyennes, à l'échelle du globe, de IWP et de  $D_e$  des cirrus semi-transparents en fonction a) de l'intensité du vent horizontal, b) de l'intensité du vent vertical et c) du contenu total en vapeur d'eau. Les erreurs statistiques sont négligeables c'est pourquoi elles n'apparaissent pas sur cette figure. Comme le montre la figure 3.9, la variable qui semble avoir l'impact le plus important sur les valeurs de IWP et de  $D_e$  est l'humidité de l'atmosphère. En effet, dans une atmosphère d'un contenu en vapeur d'eau de 0.5 cm les cirrus ont en moyenne un IWP de 20 g/m<sup>2</sup> et un  $D_e$  de 35 µm. Ces moyennes passent respectivement à 34 g/m<sup>2</sup> et à 58 µm pour une atmosphère d'un contenu en vapeur d'eau de 5.5 cm. Concernant le vent horizontal, nous remarquons que les moyennes de IWP et de  $D_e$  diminuent lorsque l'intensité du vent augmente. Cependant, un certain niveau de saturation est atteint : à partir d'un vent horizontal de 30 m/s pour le IWP et de 40 m/s pour  $D_e$  ces deux propriétés ne sont plus sensibles à l'intensité du vent. Pour le vent vertical, nous remarquons que les  $D_e$  les plus grands sont en moyenne associés à des faibles vents verticaux. Le IWP est plus affecté par les descendances, en effet plus l'intensité du vent vertical descendant est forte plus la moyenne de IWP est faible.



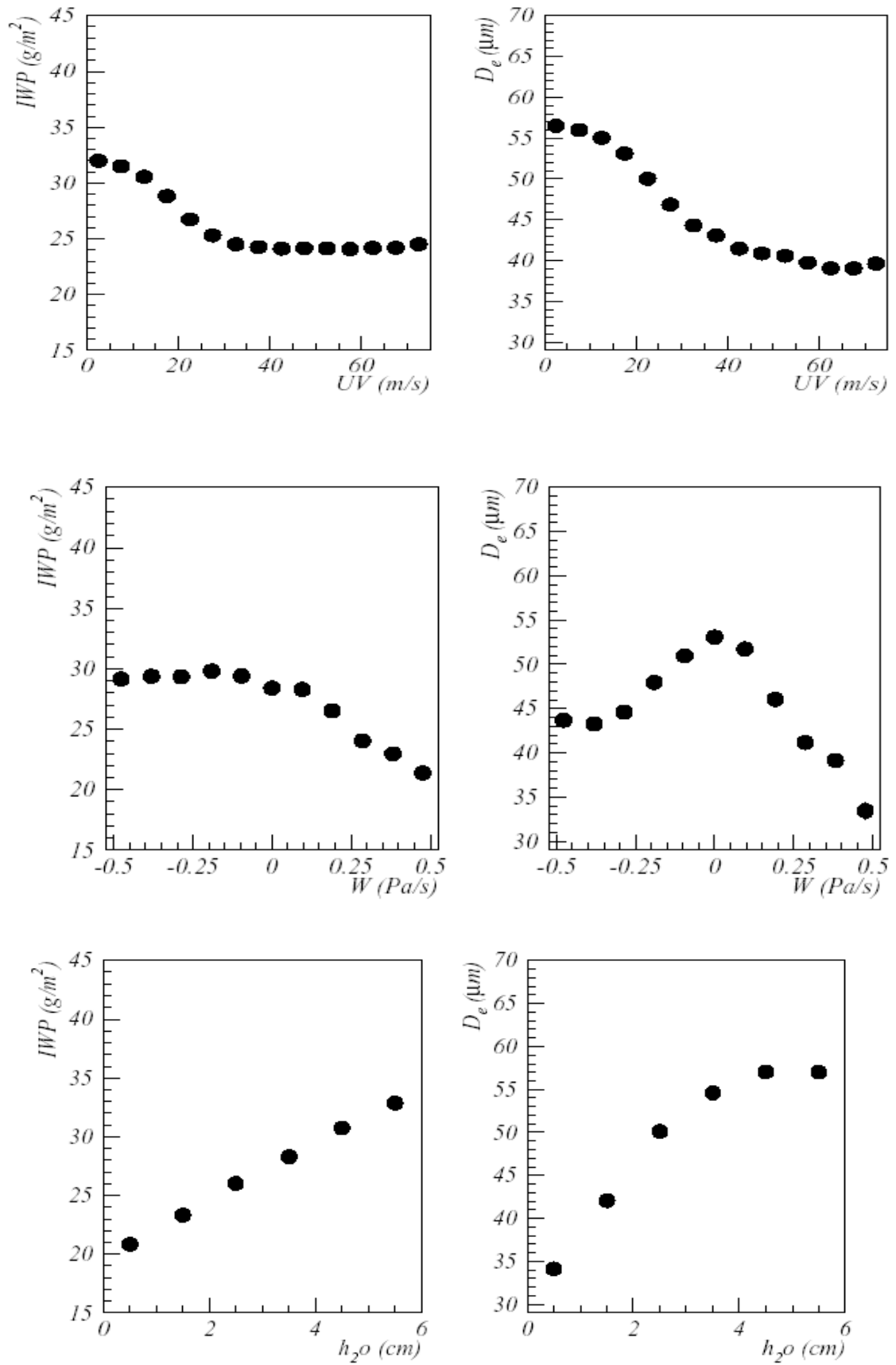


FIG. 3.9 : Moyennes globales de IWP et de  $D_e$  en fonction du vent horizontal (en haut), du vents vertical (au milieu) et de l'humidité de l'atmosphère (en bas).

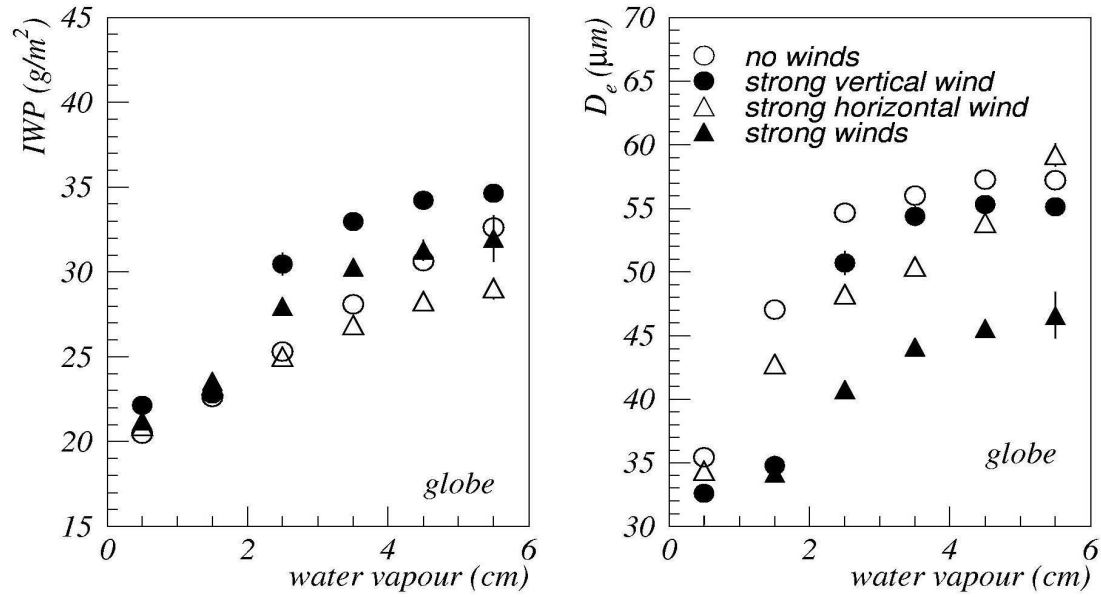


FIG. 3.10 : Moyennes globales de IWP et de  $D_e$  en fonction de l'humidité atmosphérique pour 4 situations dynamiques : pas de vent, fort vent vertical, fort vent horizontal et forts vents.

Comme les différentes variables ont toutes une influence sur les propriétés microphysiques des cirrus, nous considérons maintenant le comportement de IWP et de  $D_e$  en fonction de l'humidité pour différentes situations dynamiques de l'atmosphère. Sur la figure 3.10 nous avons reporté IWP et  $D_e$  des cirrus semi-transparents, à températures inférieures à 233 K, en fonction du contenu total en vapeur d'eau, ceci en distinguant quatre situations dynamiques à mésoéchelle :

- pas de vents (  $|w| < 0.05 \text{ Pa/s}$  et  $uv < 20 \text{ m/s}$ ),
- forte ascendance ( $w < -0.2 \text{ Pa/s}$  et  $uv < 20 \text{ m/s}$ ),
- forte ascendance et fort vent horizontal ( $w < -0.2 \text{ Pa/s}$  et  $uv > 35 \text{ m/s}$ ) et
- fort vent horizontal (  $|w| < 0.05 \text{ Pa/s}$  et  $uv > 35 \text{ m/s}$ ).

A l'échelle du globe, les variations de IWP et de  $D_e$  en fonction de l'humidité sont conditionnées par la situation dynamique de l'atmosphère. Pour des situations humides, en moyenne le IWP des cirrus dans une atmosphère à forte ascendance (et faible vents horizontaux) dépasse d'approximativement  $10 \text{ g/m}^2$  le IWP des cirrus dans une atmosphère à forts vents horizontaux (et faible vent vertical).

Comme pour le IWP, le taux d'augmentation de  $D_e$  avec l'humidité dépend de la situation dynamique à méso-échelle. En effet, en présence des faibles vents, le  $D_e$  dépasse en moyenne d'environ 10  $\mu\text{m}$  celui en présence des forts vents (à l'exception des atmosphères très sèches).

Afin d'étudier le comportement régional de IWP et de  $D_e$  en fonction de l'humidité pour différentes situations dynamiques, nous avons reporté sur la figure 3.11 les mêmes variables que celles de la figure 3.10, mais cette fois séparément pour les moyennes latitudes et les tropiques. Nous constatons que le comportement de IWP ne varie pas lorsque nous passons de l'échelle globale à l'échelle régionale. De même, le comportement de  $D_e$  des moyennes latitudes reste similaire à celui relevé à l'échelle du globe. Par contre, dans les tropiques, il n'existe pas de situations avec des forts vents verticaux et horizontaux, et ce sont ces situations pour lesquelles le  $D_e$  est en moyenne le plus petit.

Afin d'avoir une idée sur la dispersion des valeurs de IWP et  $D_e$  suivant les différentes situations atmosphériques, nous montrons sur la figure 3.12 les distributions de ces paramètres pour différentes situations. Comme nous avons vu auparavant, les situations dynamiques qui distinguent entre un faible et fort IWP et entre un petit et grand  $D_e$  ne sont pas exactement les mêmes, nous avons choisi les situations suivantes: pour le IWP nous considérons :

- des situations humides avec des fortes ascendances à méso-échelle,
- des situations humides avec des forts vents horizontaux,
- des situations seches avec des fortes ascendances et
- des situations seches avec des forts vents horizontaux.

Pour le  $D_e$  nous considerons les situations suivantes :

- des situations humides avec des faibles vents horizontaux et verticaux,
- des situations humides avec des forts vents horizontaux et verticaux,
- des situations seches avec des faibles vents horizontaux et verticaux et
- des situations seches avec des faibles ventx horizontaux et verticaux

Les seuils pour les intensités de vents sont ceux mentionnés précédemment. Les situations sèches sont celles avec un contenu total en vapeur d'eau inférieur à 2 cm et les situations humides sont celles avec un contenu supérieur à 4 cm. Dans les régions tropicales, nous remarquons l'absence des cirrus dans des situations atmosphériques seches à fortes ascendances à méso-échelle. Les distributions du IWP des cirrus dans des situations humides avec de fortes ascendances et des situations humides avec de forts vents horizontaux se caractérisent par des pics très distingués dans les régions tropicales. Cette séparation des pics n'apparaît pas sur les distributions des moyennes latitudes. Dans ces régions, les distributions sont plus séparées suivant l'état d'humidité de l'atmosphère. En général, les distributions de  $D_e$  sont les plus larges et les plus chevauchées. Nous constatons que la dynamique à grande

échelle, plus spécialement dans les moyennes latitudes, a un effet plus important sur les valeurs de  $D_e$  que sur les valeurs de IWP.

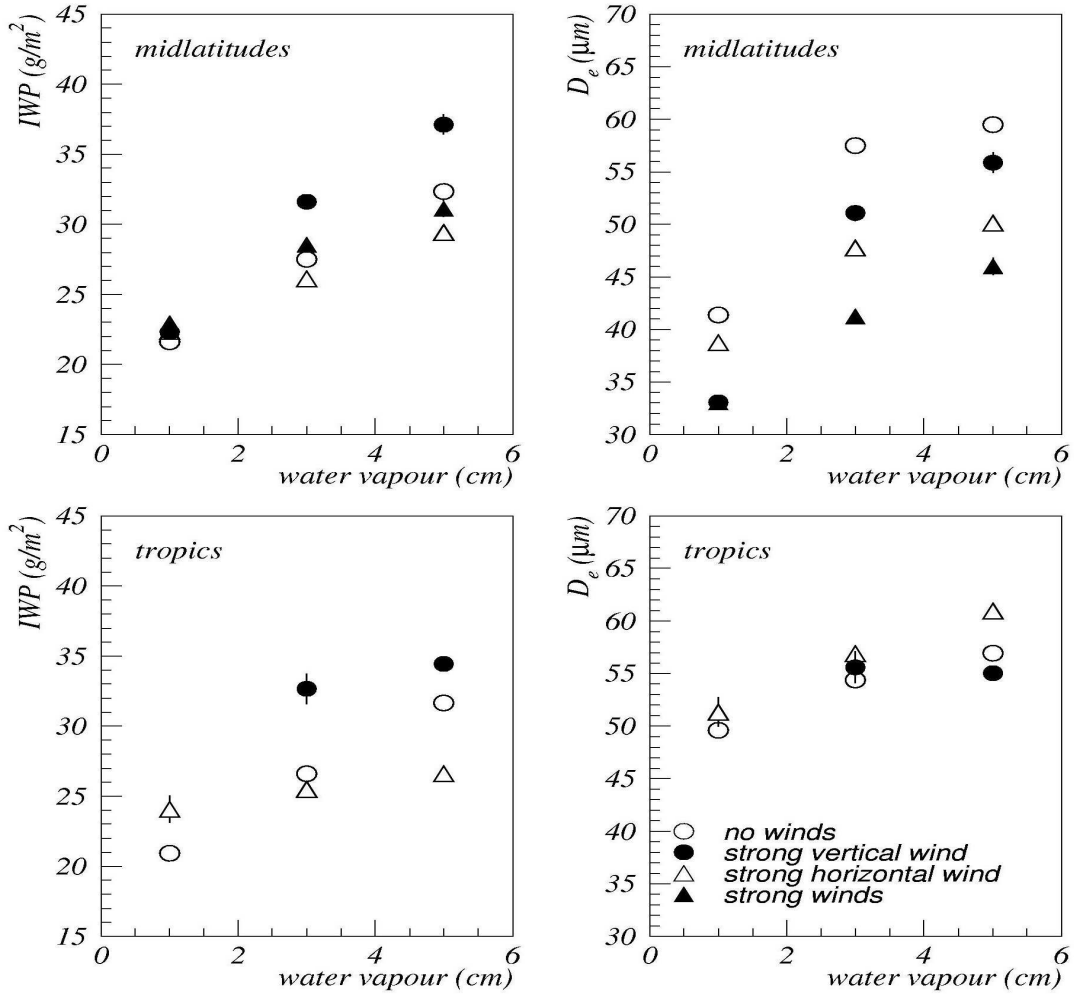


FIG. 3.11 : Moyennes régionales (tropiques et moyennes latitudes) de IWP et de  $D_e$  en fonction de l'humidité atmosphérique pour 4 situations dynamiques : pas de vent, fort vent vertical, fort vent horizontal et forts vents.

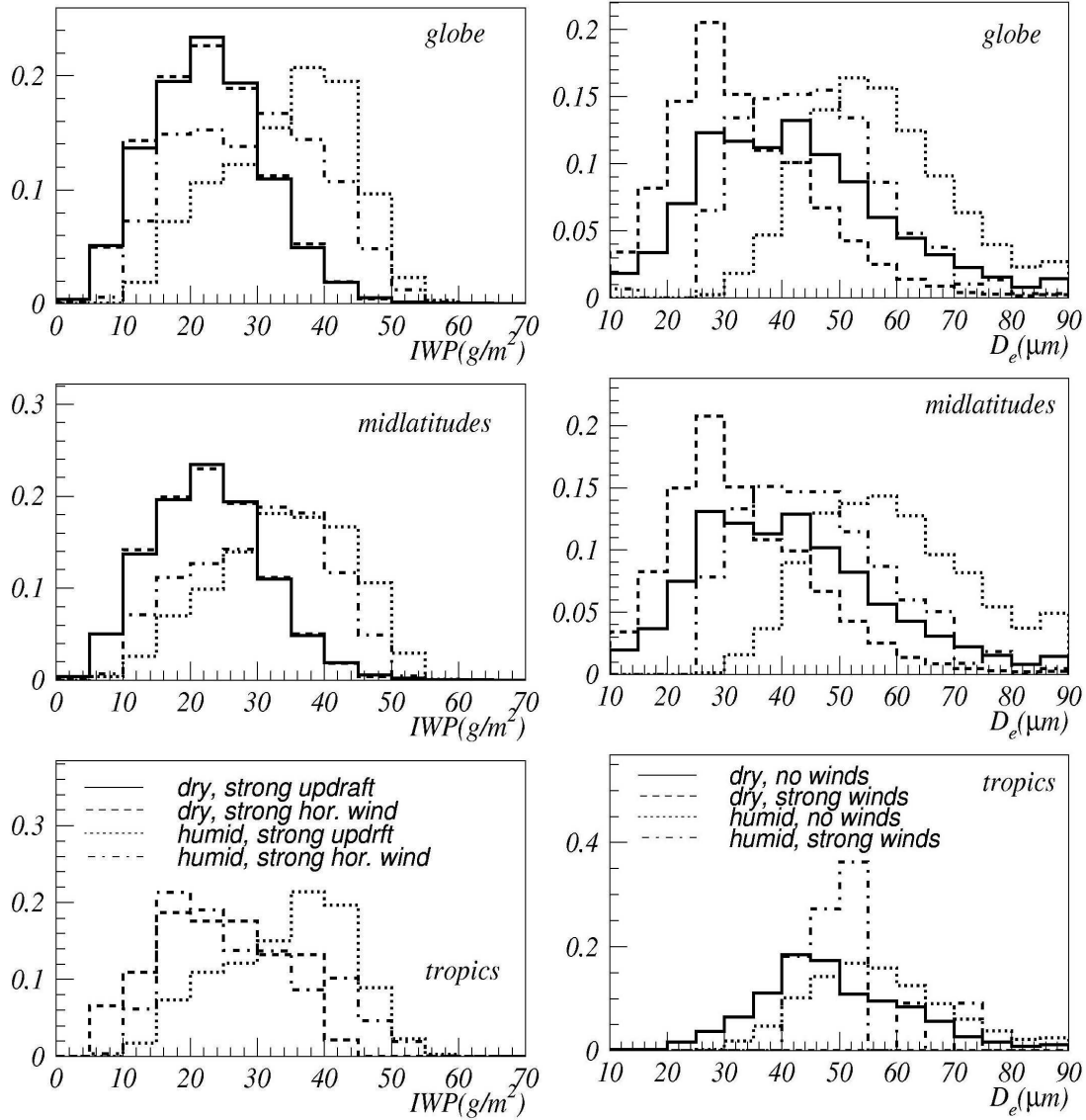


FIG. 3.12 : Distributions normalisées des fréquences d'occurrence de IWP (gauche) et de  $D_e$  (droite) à l'échelle du globe (haut), moyennes latitudes (milieu) et aux tropiques (bas), pour différentes situations dynamiques et thermodynamiques.

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre les corrélations, à l'échelle du globe, entre les propriétés microphysiques des cirrus semi-transparents à grande étendue spatiale et la température des nuages ont été étudiées.

Le IWP des cirrus semi-transparents augmente légèrement avec la température. En moyenne, le IWP passe de  $20 \text{ gm}^{-2}$  pour des températures autour de 200 K à  $35 \text{ gm}^{-2}$  pour des températures autour de 270 K. Le comportement de  $D_e$  en fonction de la température du nuage n'est pas monotone. Pour les cirrus froids ( $T_{\text{cld}} < 235 \text{ K}$ ), le  $D_e$  ne dépend pas de la température. En général nous avons relevé une corrélation positive entre  $D_e$  et le IWP.

En combinant les données TOVS Path-B et les réanalyses de l'ECMWF nous avons analysé, pour une première fois à une échelle globale, le comportement de  $D_e$  et de IWP des cirrus semi-transparents en fonction de la dynamique et l'humidité de l'atmosphère sous jacente.

L'humidité de l'atmosphère est un facteur important modulant les valeurs de  $D_e$  et le IWP : Plus l'humidité de l'atmosphère augmente plus les valeurs de ces paramètres sont importantes. Pour des atmosphères humides, IWP est environ  $10 \text{ gm}^{-2}$  plus grand dans des régions avec de fortes ascendances que dans des régions avec de forts vents horizontaux. Le  $D_e$  dépend également de la dynamique à grande échelle : Pour des atmosphères humides le  $D_e$  des situations avec de faibles vents (horizontal et vertical) dépasse d'environ  $10 \mu\text{m}$  celui des situations avec de forts vents.

Dans les régions tropicales, les distributions de IWP des situations humides avec de fortes ascendances et des situations humides avec de forts vents horizontaux se caractérisent par des pics bien distingués. Cette séparation n'est pas valide dans les moyennes latitudes. Dans ces dernières régions, les distributions sont plus distinguées suivant l'humidité de l'atmosphère. Les distributions de  $D_e$  suivant les différentes situations dynamiques et thermodynamiques sont plus larges et plus chevauchées que celles de IWP. L'état dynamique de l'atmosphère, surtout dans les moyennes latitudes, affecte plus le  $D_e$  que le IWP.



# Chapitre 4

---

## Détermination de la meilleure représentation des propriétés microphysiques des cirrus pour le rayonnement dans les modèles de climat

A cause de nos connaissances limitées sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace des cirrus (tailles et formes) ainsi que sur les propriétés optiques des particules non sphériques, l'effet des cirrus n'est pas correctement pris en compte dans les modèles de climat. Cependant, différentes études ont souligné l'importance de la sensibilité du bilan radiatif des modèles de climat aux hypothèses sur les propriétés optiques et microphysiques des cristaux de glace. Dans ce dernier chapitre, nous voulons déterminer les paramétrisations des propriétés des cirrus les plus appropriées pour le calcul des flux radiatifs. Pour cette étude, les flux simulés en utilisant ces propriétés ainsi que les propriétés physiques des cirrus restituées à partir de TOVS seront comparés à ceux observés par ScaRaB. Cette étude quantitative permettra également de tester la cohérence entre le traitement des flux ondes courtes et ondes longues dans les modèles de climat.

### 4.1 Transfert radiatif dans un modèle de climat

La terre reçoit la quasi-totalité de son énergie du soleil sous forme de rayonnement électromagnétique. Ce rayonnement est absorbé et diffusé par la surface terrestre, par l'atmosphère ainsi que par les nuages. D'autre part, la terre et son atmosphère émettent du rayonnement. Le rayonnement atmosphérique couvre un large spectre de longueurs d'onde. Le rayonnement émis par le soleil est en majeure partie dans la région spectrale entre 0.3 à 4.0  $\mu\text{m}$  et il est désigné par rayonnement solaire (ou ondes courtes). La majeure partie du rayonnement émis par le système terre-atmosphère se trouve dans la région spectrale entre 4.0 et 200  $\mu\text{m}$  et il est désigné par rayonnement terrestre (ou ondes longues). Le transfert de



l'énergie radiative se fait par les ondes électromagnétiques. L'interaction entre le rayonnement et la matière peut se produire par l'intermédiaire de l'extinction (absorption et diffusion) et par l'émission.

Ces processus radiatifs dans l'atmosphère sont des éléments importants qui modulent la dynamique et la thermodynamique du système climatique. Par exemple, l'interaction entre les nuages et le rayonnement atmosphérique influence les taux de réchauffement et de refroidissement de la colonne atmosphérique qui à leurs tours affectent les mouvements horizontaux et verticaux de l'air. Il est ainsi essentiel de correctement représenter ces processus radiatifs dans les simulations climatiques.

L'ensemble des interactions entre l'atmosphère et le rayonnement est régi par l'équation de transfert radiatif. La résolution de cette équation permet la détermination de la distribution spatiale et directionnelle de l'énergie radiative. Au cours des dernières années, différents formalismes de résolution de cette équation ont été développés. Ces formalismes se distinguent par leurs précisions ainsi que par des différences de plusieurs ordres de grandeur dans leurs temps de calcul.

Après quelques définitions et une introduction de l'équation de transfert radiatif en général, nous décrirons le code de transfert radiatif utilisé dans nos études, celui du modèle du centre météorologique britannique (MetOffice).

### 4.1.1 Paramètres radiatifs de base

La quantité fondamentale décrivant un champ radiatif est son intensité ou luminance  $I_\lambda$ . Cette variable mesure la quantité d'énergie radiative  $dQ_\lambda$  avec une longueur d'onde entre  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$  qui traverse par unité de temps  $dt$  et par unité d'angle solide  $d\Omega$  un élément de surface  $ds$  orienté perpendiculairement à sa direction de propagation :

$$I_\lambda = \frac{dQ_\lambda}{dt.ds.d\Omega.d\lambda} \quad (4.1)$$

La densité de flux monochromatique  $F_\lambda^\pm$  est définie comme l'intégrale de  $I_\lambda$  dans le demi-espace des angles solides :

$$F_\lambda^+ = \int_{\Omega} I_\lambda \cos \theta d\Omega^+ = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\lambda(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \quad (4.2)$$

Cette quantité a la dimension d'une puissance par longueur d'onde et par unité de surface.

Le symbole  $+$  caractérise une densité de flux montant (une intégration sur  $\theta$  entre 0 et  $\pi/2$ ). Pour  $\theta$  variant entre  $\pi/2$  et  $\pi$  nous parlons de flux descendant. Le flux monochromatique est obtenu par intégration de la densité de flux sur la surface. L'intégration du flux monochromatique sur tout le spectre électromagnétique donne le flux total.

## 4.1.2 Processus radiatifs dans l'atmosphère

L'atmosphère est un mélange de gaz et de particules en suspension: aérosols, gouttelettes d'eau et cristaux de glace. La concentration de ces particules est variable dans le temps et dans l'espace. Lors de sa propagation dans l'atmosphère, une onde électromagnétique interagit avec l'ensemble de ces composantes atmosphériques. Ces interactions se font suivant les trois mécanismes suivants : la diffusion, l'absorption et l'émission.

### 4.1.2.1 La diffusion

La diffusion est le processus physique par lequel une particule sur le chemin d'une onde électromagnétique en extrait de l'énergie et la re-émet dans toutes les directions. Ainsi la particule qui a interagit avec l'onde se comporte comme une source secondaire d'énergie. Dans l'atmosphère, les particules responsables de la diffusion couvrent un large spectre de tailles allant de  $\sim 10^{-8}$  cm pour les molécules gazeuses à  $\sim 1$  cm pour des particules de grêle ou des grosses gouttelettes d'eau. L'intensité et la nature directionnelle de la diffusion dépendent fortement du paramètre de taille  $x$ .

La dépendance angulaire du rayonnement diffusé est décrite par la fonction de phase  $P(\Omega, \Omega')$ . Cette fonction traduit la probabilité pour qu'un rayonnement incident suivant la direction  $\Omega'$  soit diffusé dans la direction  $\Omega$  après son interaction avec la particule.

Suivant la valeur du paramètre de taille ainsi que la forme des particules diffusantes, différentes méthodes peuvent être utilisées pour la caractérisation de l'intensité et de la distribution angulaire du champ radiatif diffusé.

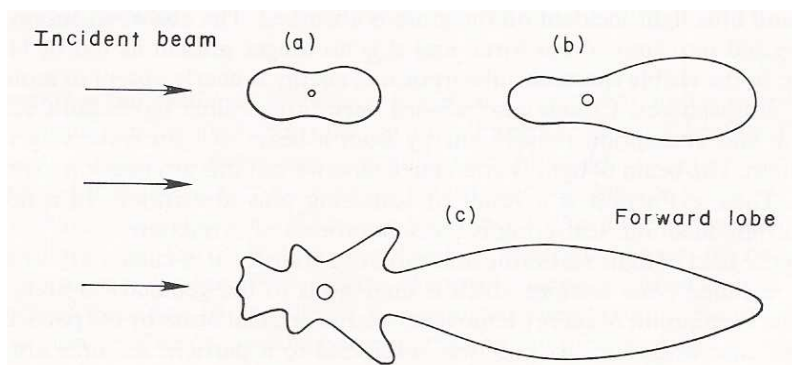


FIG. 4.1 : Illustration de la distribution angulaire du rayonnement diffusé par des particules sphériques dans le cas de trois paramètres de taille : a)  $x=12.56 \cdot 10^{-4}$ , b)  $x=12.56 \cdot 10^{-1}$  et c)  $x=12.56$ . (source : Liou, 1992)

Le facteur d'efficacité de diffusion  $Q_{\text{diff}}$  est le paramètre qui permet de caractériser la diffusion du rayonnement par une particule atmosphérique. Comme il a été signalé dans le chapitre 1, ce facteur représente le rapport entre le flux radiatif diffusé par la particule et le flux radiatif incident sur la surface de cette dernière projetée dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du rayonnement.

### Molécules atmosphériques

La taille des molécules d'air est petite comparée aux longueurs d'onde du rayonnement présent dans l'atmosphère. Dans ce cas simple, on suppose que la molécule en interagissant avec le rayonnement commence à vibrer et rayonne comme un oscillateur linéaire. En 1871, Rayleigh a montré que la fonction de phase d'un oscillateur linéaire s'exprime par :

$$P_R = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \Theta) \quad (4.3)$$

où  $\Theta$  est l'angle entre la direction du rayonnement incident et de celle du rayonnement diffusé : l'angle de diffusion. Cette situation est présentée sur la figure 4.1a. L'intensité du rayonnement diffusé est proportionnelle à la densité de l'air et inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la longueur d'onde incidente. Cette dernière propriété permet de négliger la diffusion par les molécules d'air dans le domaine des longueurs d'onde terrestre ( $\lambda > 3.5 \mu\text{m}$ ).

### Particules sphériques

La taille des aérosols et des gouttes d'eau des nuages bas est comparable à la longueur d'onde des rayonnements atmosphériques. Dans ce cas (situations sur les fig. 4.1b et 4.1c), la théorie de Rayleigh ne peut plus être appliquée. Le rayonnement diffusé par les particules n'est plus isotrope. Pour des particules de forme sphérique la théorie de Lorenz-Mie permet de dériver la fonction de phase.

### Particules non-sphériques

Dans le cas des particules de forme non-sphériques, comme par exemple les cristaux de glace des nuages hauts, la théorie de Lorenz-Mie ne peut pas s'appliquer pour le traitement de la diffusion. En effet, pour ces particules, il n'existe pas de solution exacte qui couvre toutes les variétés de tailles et de formes. Les méthodes qui ont été développées pour le traitement de la diffusion par les cristaux de glace supposent des formes simples tel que des colonnes, des sphéroïdes, des plaquettes hexagonales ainsi que des agrégats de ces formes simples.

Il existe deux types de méthodes :

- les méthodes exactes qui se basent sur la résolution analytique ou numérique des équations de Maxwell
- les méthodes approximatives dont le but est de réduire la complexité des calculs

Dans la section 4.1.3 nous allons décrire trois des approches les plus communément utilisées pour le traitement de la diffusion.

#### 4.1.2.2 L'absorption et l'émission atmosphérique

A l'état gazeux, la matière absorbe et émet le rayonnement à des longueurs d'ondes discrètes. Ces lignes spectrales sont caractéristiques des molécules gazeuses et correspondent à des transitions entre les différents niveaux énergétiques de ces molécules. En général, la plus grande énergie est associée aux transitions électroniques, suivies par les transitions vibrationnelles et les transitions rotationnelles. A l'état liquide ou solide, les molécules sont plus proches les unes des autres et elles ont ainsi tendance à émettre et absorber le rayonnement dans des régions spectrales plus prolongées plutôt que suivant des lignes et bandes spectrales discrètes.

Un corps noir est un corps idéal absorbant intégralement tout le rayonnement qu'il reçoit quelle que soit sa longueur d'onde. Il a également la capacité d'émettre le maximum d'énergie qu'un corps peut émettre à une longueur d'onde et à une température données. L'intensité  $dI_\lambda$  du rayonnement émis dans un intervalle spectral  $d\lambda$  s'exprime par la fonction de Planck  $B_\lambda$  sous la forme :

$$\frac{dI_\lambda}{d\lambda} = B_\lambda(T) = \frac{2\pi hc^2}{[\exp(hc/k\lambda T) - 1]\lambda^5} \quad (4.4)$$

où  $T$  la température absolue du corps,  $h$  la constante de Planck,  $k$  la constante de Boltzmann et  $c$  la vitesse de la lumière.

Pour le traitement du transfert radiatif dans l'atmosphère on se place dans le cas de l'équilibre thermodynamique local. Dans ces conditions, la loi de Kirchhoff peut être appliquée. Ainsi, pour maintenir l'équilibre thermodynamique, la quantité d'énergie absorbée à une longueur d'onde donnée par une couche atmosphérique doit être égale à la quantité d'énergie émise par cette couche à la même longueur d'onde. Le rayonnement émis ou absorbé par un corps noir représente le maximum du rayonnement qu'un corps peut émettre ou absorber. Dans le cas d'un corps naturel, cette émission et absorption sont incomplètes. Pour ces corps, on définit l'émissivité ( $\epsilon_\lambda$ ) et l'absorptivité ( $a_\lambda$ ) comme étant les fractions du rayonnement émis et absorbé par ces corps par rapport au rayonnement du corps noir à la même température.

#### 4.1.2.3 Equation de transfert radiatif

L'équation de transfert radiatif est l'équation qui gouverne le transfert d'énergie d'une onde électromagnétique à un milieu donné. Cette équation traduit le principe de conservation d'énergie et elle s'exprime par :

$$(\Omega \cdot \nabla) I_\lambda(s, \Omega) = -\beta_{ext}(I_\lambda(s, \Omega) - J_\lambda(s, \Omega)) \quad (4.5)$$

$\beta_{\text{ext}}(s)$  est le coefficient d'extinction (voir chapitre 1).  $J_{\lambda}(s, \Omega)$  est la fonction source. Cette fonction prend en compte l'émission propre du milieu ainsi que l'énergie diffusée suivant la direction  $\Omega$ . Comme le montre cette équation, l'intensité du rayonnement (ou luminance) est fonction de la position  $s(x, y, z)$  et de la direction  $\Omega(\theta, \Phi)$ . Ce caractère tridimensionnel et directionnel de la luminance rend difficile la résolution de l'équation de transfert radiatif.

Diverses méthodes ont été développées pour résoudre cette équation (par ex. les méthodes dites de Monte Carlo (Marchuk et al., 1980), la méthode des harmoniques sphériques (Evans, 1998)). Cependant, leur complexité ainsi que leur coût très élevé en temps de calcul pénalise leur utilisation dans les modèles de climat. Dans ces modèles, il est commun de traiter le problème de transfert radiatif en discrétisant l'atmosphère en un ensemble de couches planes et parallèles (par ex. méthode aux ordonnées discrètes (Chandrasekhar, 1960), méthode des ordres successifs de diffusion (Hansen et Travis, 1974), méthode de Eddington (Eddington, 1916)). L'hypothèse d'une atmosphère stratifiée permet de simplifier considérablement l'équation de transfert radiatif, car la luminance ne dépend plus que de l'altitude  $z$  et des angles  $\theta$  et  $\Phi$ . Le chemin traversé par un photon s'exprime par  $dz/\cos\theta = dz/\mu$ . Dans ce cas, l'équation 4.5 peut s'exprimer par :

$$\begin{aligned} \cos\theta \, dI_{\lambda}(z, \theta, \Phi) = & -\beta_{\text{ext}} I_{\lambda}(z, \theta, \Phi) dz + \beta_{\text{diff}} P(z, \theta, \Phi, -\theta_0, \Phi_0) E_0 \exp\left(-\int_z^{z_s} \beta_{\text{ext}} dz / \cos\theta\right) dz + \\ & \beta_{\text{diff}} \frac{dz}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\Phi' \int_0^{\frac{\pi}{2}} P(z, \theta, \Phi, \theta', \Phi') I_{\lambda}(z, \theta', \Phi') d\theta' + \beta_{\text{abs}} B_{\lambda}(T(z)) dz \end{aligned} \quad (4.6)$$

où la fonction de phase du milieu  $P(z, \theta, \Phi, \theta', \Phi')$  exprime la probabilité pour qu'un photon se propageant suivant la direction  $\theta', \Phi'$  soit diffusé dans la direction  $\theta, \Phi$ .  $\beta_{\text{diff}}$  et  $\beta_{\text{abs}}$  sont les coefficients de diffusion et d'absorption, et  $T$  est la température du milieu.  $E_0$  représente l'intensité du rayonnement solaire incident,  $-\theta_0$ , et  $\Phi_0$  définissent la direction du rayonnement solaire.

Le premier terme correspond au puit de l'énergie radiative : Lors du passage dans un milieu (atmosphère ou nuage) le rayonnement électromagnétique est atténué suivant ses propriétés optiques. L'extinction prend en compte l'absorption et la diffusion.

Les termes suivants correspondent aux différentes sources d'énergie radiative lors de sa propagation dans l'atmosphère : Une première partie vient de la diffusion simple du rayonnement solaire incident  $E_0$ , atténué par l'atmosphère. Une deuxième vient des photons qui rejoignent la direction de propagation après une diffusion multiple du reste de l'espace. Le troisième terme correspond à l'émission par l'atmosphère du rayonnement thermique après interaction avec le rayonnement incident.

Après avoir introduit l'épaisseur optique  $\tau$  entre le sommet de l'atmosphère,  $z_s$ , et l'altitude  $z$  comme l'intégral du coefficient d'extinction :

$$\tau = \int_z^{z_s} \beta_{ext} dz' \quad (4.7)$$

l'équation de transfert radiatif dans une atmosphère homogène et stratifiée en couches plane-parallèles s'exprime par :

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_\lambda}{d\tau} = I_\lambda(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} E_0 \exp(-\tau/\mu_0) P(\tau, \mu, \phi, -\mu_0, \phi_0) \\ - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^{+1} I_\lambda(\tau, \mu', \phi') P(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi') d\mu - (1 - \omega_0) B_\lambda(\tau) \end{aligned} \quad (4.8)$$

où  $\omega_0 = \beta_{diff}/\beta_{ext}$  correspond à l'albédo de diffusion et  $\mu = \cos\theta$ .

Différentes méthodes ont été développées pour la résolution de l'équation de transfert radiatif dans une atmosphère stratifiée en couches plane-parallèles. Le but principal de ces méthodes est de diminuer le temps de calcul tout en assurant un degré de précision acceptable des champs radiatifs calculés. Parmi les méthodes les plus couramment utilisées nous pouvons citer la méthode aux ordonnées discrètes (Chandrasekhar, 1960). Cette méthode consiste à décomposer la fonction de phase  $P(z, \theta, \Phi, \theta', \Phi')$  en polynômes de Legendre en fonction de  $\mu$ . Cette décomposition permet de transformer l'intégration sur les directions de diffusion multiple  $\mu'$  en une somme finie, avec  $n$  directions vers le haut et  $n$  directions vers le bas.

Cependant cette méthode reste coûteuse en temps de calcul pour des applications dans des modèles de climat à échelle globale. Dans ces derniers, une approximation à deux flux est la méthode la plus fréquemment utilisée. L'intégral de l'équation 4.8 qui détermine la contribution de la diffusion multiple sera de nouveau remplacé par une somme de polynômes de Legendre en fonction de  $\mu_i$ . Ensuite, en supposant les photons se dirigeant seulement vers le haut et vers le bas, les intensités dans ces directions sont pondérées par les fractions de la fonction de phase respectives. La simplicité du traitement mathématique des procédés à deux flux a conduit au développement de plusieurs schémas. Meador et Weaver (1980) et Zdunkowski et al. (1980) ont dressé un bilan des différentes méthodes à deux flux. Les solutions proposées par l'ensemble des méthodes à deux flux montrent toutes une dépendance en trois paramètres : le facteur de diffusivité  $D$ , l'albédo de diffusion simple  $\omega_0$  et le coefficient d'asymétrie  $g$ . Les fractions de diffusion vers l'avant et vers l'arrière peuvent être exprimées par ces deux derniers paramètres (voir section 4.1.3).

### 4.1.3 Le modèle de transfert radiatif du MetOffice

Pour calculer les flux radiatifs au sommet de l'atmosphère nous avons utilisé le modèle de transfert radiatif du centre météorologique britannique (MetOffice) (Edwards et Slingo, 1996). Ce modèle est intégré dans le modèle de climat ainsi que dans le modèle de prévision météorologique de ce centre. Une des particularités du modèle est la grande flexibilité de sa

résolution spectrale. En effet, ce dernier peut aussi bien être utilisé à une haute résolution spectrale comme par exemple pour la comparaison avec des mesures radiométriques comme il peut être utilisé à une basse résolution spectrale pour le calcul des flux radiatifs dans les simulations du climat.

Le modèle du MetOffice utilise l'approximation à deux flux pour résoudre l'équation de transfert radiatif dans le domaine des ondes courtes et celui des ondes longues. Différentes approximations à deux flux ont été implémentées dans le modèle. Nous utilisons l'approximation pour les fractions de diffusion vers l'avant et vers l'arrière d'Eddington dans le domaine d'ondes courtes et une approximation de Zdunkowski pour le domaine d'ondes longues.

Ainsi, les équations de transfert radiatif utilisées pour les intensités montante et descendante, séparément pour le rayonnement solaire et thermique, sont données par :

$$\frac{dI_{\lambda}^{+}}{d\tau} = D(1 - \omega_0 \frac{4+3g}{7})I_{\lambda}^{+} - D\left(\omega_0 \frac{4-3g}{7} - \frac{1}{7}\right)I_{\lambda}^{-} - \omega_0\left(\frac{1}{2} - \frac{3g\mu_0}{4}\right)\frac{E_0}{\mu_0} \quad (4.9)$$

$$\frac{dI_{\lambda}^{-}}{d\tau} = D\left(\omega_0 \frac{4-3g}{7} - \frac{1}{7}\right)I_{\lambda}^{+} - D(1 - \omega_0 \frac{4+3g}{7})I_{\lambda}^{-} + \omega_0\left(\frac{1}{2} + \frac{3g\mu_0}{4}\right)\frac{E_0}{\mu_0} \quad (4.10)$$

$$\frac{dI_{\lambda}^{+}}{d\tau} = D\left(1 - \omega_0\left(\frac{1}{2} + \frac{3g}{4D}\right)\right)I_{\lambda}^{+} - D\left(\omega_0\left(\frac{1}{2} - \frac{3g}{4D}\right)\right)I_{\lambda}^{-} - D(1 - \omega_0)\pi B_{\lambda} \quad (4.11)$$

$$\frac{dI_{\lambda}^{-}}{d\tau} = D\left(\omega_0\left(\frac{1}{2} - \frac{3g}{4D}\right)\right)I_{\lambda}^{+} - D\left(1 - \omega_0\left(\frac{1}{2} + \frac{3g}{4D}\right)\right)I_{\lambda}^{-} + D(1 - \omega_0)\pi B_{\lambda} \quad (4.12)$$

La flexibilité spectrale du code provient de l'utilisation d'une banque de données spectrales pré-calculées contenant toutes les informations nécessaires pour les calculs des flux radiatifs. La première étape dans la création de cette banque consiste en la division du spectre solaire et du spectre thermique en un ensemble de bandes spectrales. Pour notre étude, nous utilisons 25 bandes dans le spectre solaire et 12 bandes dans le spectre thermique. Les limites de ces bandes spectrales sont reportées dans le tableau 4.1. Dans une seconde étape, les différents constituants atmosphériques radiativement actifs dans chacune des bandes sont spécifiés.

La solution de l'équation de transfert radiatif dans l'approximation à deux flux nécessite la caractérisation des valeurs des coefficients d'extinction et d'asymétrie ainsi que les valeurs de l'albédo de diffusion simple dans chacune des couches atmosphériques. Pour notre étude, la contribution à ces coefficients de chacun des éléments actifs (différents gaz, aérosols et

cristaux de glace) dans chacune des bandes spectrales a été évaluée. Ces coefficients ont été représentés par des paramétrisations dans le code de transfert radiatif dont les coefficients ont été reportés dans la banque spectrale.

N° de la bande	Ondes courtes ( $\mu\text{m}$ )	Ondes longues ( $\mu\text{m}$ )
1	0.25 – 0.30	35.71 - 1000.00
2	0.30 – 0.33	25.00 - 35.71
3	0.33 – 0.36	18.52 - 25.00
4	0.36 – 0.40	14.93 - 18.52
5	0.40 – 0.44	12.50 - 14.93
6	0.44 – 0.48	10.20 - 12.50
7	0.48 – 0.52	9.09 - 10.20
8	0.52 – 0.57	8.00 - 9.09
9	0.57 – 0.64	7.14 - 8.00
10	0.64 – 0.69	5.88 - 7.14
11	0.69 – 0.75	5.26 - 5.88
12	0.75 – 0.78	4.55 - 5.26
13	0.78 – 0.87	
14	0.87 – 1.00	
15	1.00 – 1.10	
16	1.10 – 1.19	
17	1.19 – 1.41	
18	1.41 – 1.53	
19	1.53 – 1.64	
20	1.64 – 2.13	
21	2.13 – 2.38	
22	2.38 – 2.91	
23	2.91 – 3.42	
24	3.42 – 4.00	
25	4.00 – 4.99	

TAB. 4.1 : *Limites supérieures et inférieures des bandes spectrales du code de transfert radiatif du MetOffice.*

Pour le traitement de l'absorption gazeuse, la technique ESFT (Exponential sum fitting of Transmissions) (Wiscombe et Evans, 1977) est employée. Cette technique consiste à calculer approximativement la transmission par un gaz donné dans une bande donnée par un certain nombre de termes exponentiels. Pour notre étude, les calculs ont été effectués à une résolution de  $10\text{ cm}^{-1}$  dans le domaine des courtes longueurs d'onde et à une résolution de  $1\text{ cm}^{-1}$  dans le



domaine des longues longueurs d'onde ainsi que pour un échantillon de profils de température et de pression assez représentatif des profils qui peuvent être rencontrés dans l'atmosphère. Les coefficients ESFT d'un de ces profils sont reportés comme coefficients de référence dans la banque spectrale et le reste des profils a été utilisé pour générer des facteurs d'échelle afin de prendre en compte la dépendance de l'absorption en la pression et la température.

Les propriétés de diffusion simple des particules de glace, des gouttes d'eau et des aérosols nécessaires pour les calculs de transfert radiatif sont également calculées dans chacune des bandes spectrales et sont reportées dans la banque de données spectrales. Pour notre étude nous nous sommes intéressés par des simulations des flux radiatifs en présence de cirrus. Par la suite nous allons aborder la description des propriétés de diffusion simple des cristaux de glace que nous avons utilisé pour notre étude.

### **Paramétrisation des propriétés de diffusion simple des cristaux de glace**

La détermination des propriétés radiatives des cirrus nécessite une description des propriétés de diffusion simple des cristaux de glace qui composent ces nuages. Dans les modèles de climat, ces propriétés sont représentées pour chaque bande spectrale par des paramétrisations en fonction de la taille effective caractérisant l'ensemble de la distribution de taille des particules composant le cirrus. Le code de transfert radiatif du MetOffice offre trois méthodes pour caractériser les propriétés de diffusion simple des cristaux de glace.

Dans le domaine des ondes longues, ces paramétrisations sont basées sur différentes approches physiques :

- Celle de Mitchell et collègues (1996), basée sur l'approximation de la diffraction anormale (voir section 1.2.2.1), est utilisée pour des cristaux de glace en forme d'agrégats de plaquettes hexagonales.
- La paramétrisation de Fu et al. (1998) est basée sur la technique de « Finite-Difference-Time-Domain » (FDTD) (Yee, 96 ; Yang et Liou, 98b) pour les petits paramètres de taille. La FDTD consiste en l'utilisation d'une approche numérique pour la résolution des équations de Maxwell et ainsi la détermination des propriétés de diffusion. L'évolution spatio-temporelle des champs électrique et magnétique est résolue en discrétisant l'espace du calcul spatialement et temporellement. Les propriétés de diffusion simple des cristaux de glace en forme de colonnes hexagonales ainsi obtenues ont été reproduites par une combinaison linéaire de paramètres optiques issus de la théorie de Lorenz-Mie et de l'optique géométrique pour les étendre aux paramètres de taille plus grands.
- Baran a récemment développé (2001; Baran et al., 2003) une base de données des propriétés de diffusion simple des cristaux de glace en forme d'agrégats de colonnes hexagonales. Pour des tailles de cristaux inférieures à 175  $\mu\text{m}$ , la technique de matrice de transition a été utilisée pour décrire les propriétés de diffusion simple, et pour des tailles plus grandes l'approximation 'complex angular momentum' a été appliquée.

Dans le domaine solaire, les propriétés de diffusion simple des particules de glace sont déterminées à partir de l'approximation de l'optique géométrique. Cette méthode permet le traitement de la diffusion de la lumière par des particules dont la taille est largement plus importante que la longueur d'onde du rayonnement incident. Dans ce cas, l'onde incidente est représentée par un ensemble de rayons parallèles et indépendants entre eux. Les chemins des rayons à travers la particule sont régis par les lois de réfraction et de réflexion de Fresnel et de Snell-Descartes. La contribution des rayons sortants suivant une direction donnée ainsi que la partie du rayonnement diffractée suivant les lois de Fraunhofer donne une représentation des propriétés de diffusion de la particule. Dans ce domaine, les différences de flux radiatifs calculés par une des trois paramétrisations s'expliquent essentiellement par la forme de cristaux supposée.

Chacune de ces paramétrisations adopte une définition différente pour caractériser la distribution de taille.

- Dans la paramétrisation de Mitchell, la distribution de taille est caractérisée par la moyenne de la dimension maximale du mode large ( $D_l$ ). Ce  $D_l$  est défini par :

$$D_l = \int_0^{\infty} D \frac{dN_l}{dD} dD \quad (4.13)$$

où  $dN_l$  est le nombre de particules de glace du mode large ayant une taille entre  $D$  et  $D+dD$ .

- Dans la paramétrisation de Fu, la distribution de taille est caractérisée par le diamètre effectif général défini par :

$$D_{ge} = \left( \frac{2\sqrt{3}}{3} \right) \int_0^{\infty} V(D) \frac{dN}{dD} dD \bigg/ \int_0^{\infty} P(D) \frac{dN}{dD} dD \quad (4.14)$$

$V$  est le volume de la particule et  $P$  sa surface projetée.  $D_{ge}$  est le rapport entre le volume et la surface projetée de l'ensemble de la distribution de taille. Le facteur devant l'intégrale permet de prendre en compte la forme en colonnes hexagonales des cristaux de glace supposée dans cette paramétrisation.

- Dans la paramétrisation de Baran, la distribution de taille est caractérisée par la taille effective  $D_e$ .

$$D_e = \frac{3}{2} \int_0^{\infty} V(D) \frac{dN}{dD} dD \bigg/ \int_0^{\infty} P(D) \frac{dN}{dD} dD \quad (4.15)$$

Nous constatons que  $D_e$  et  $D_{ge}$  diffèrent uniquement par un simple facteur multiplicatif. Le passage de  $D_l$  à  $D_e$  ou de  $D_l$  à  $D_{ge}$  nécessite la prise en compte de la forme des particules de glace ainsi que la forme de leur distribution de taille. Sur la figure 4.2 nous avons montré la variation de  $D_e$  en fonction de  $D_l$  pour quatre types de distributions de taille : la première est utilisée dans le modèle du MetOffice, la deuxième a été utilisée dans la détermination du

diamètre effectif des cristaux de glace des cirrus à partir de TOVS (chapitre 1), ainsi qu'une distribution décrivant plutôt des cirrus dans les moyennes latitudes et une distribution tropicale.

Dans l'étape suivante, les propriétés de diffusion simple ont été intégrées sur une distribution de taille :

- Dans la paramétrisation de Mitchell, il s'agit de la taille bimodale décrite par l'équation 1.3.
- Dans la paramétrisation de Fu, il s'agit d'un ensemble de 28 distributions de taille collectées durant des mesures in-situ dans les moyennes latitudes et tropiques (Fu, 1998).
- Dans la paramétrisation de Baran, il s'agit d'un ensemble de 54 distributions de taille collectées durant la campagne in-situ CEPEX (McFarquhar et Heymsfield, 1996).

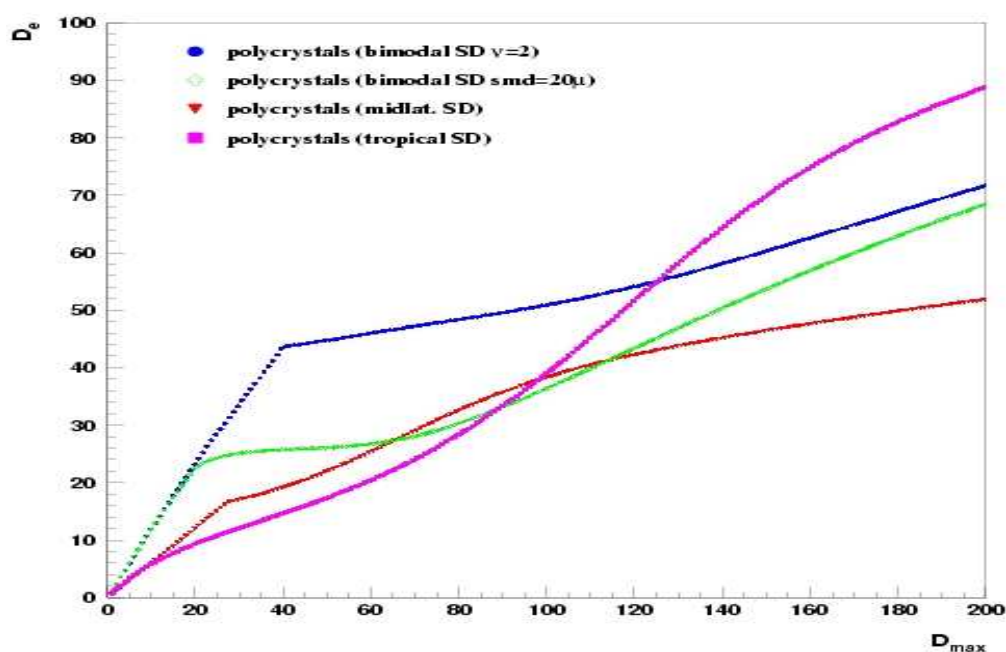


FIG. 4.2 : Diamètre effectif ( $D_e$ ) en fonction de la dimension maximale moyenne ( $D_l$ ) des cristaux de glace pour différentes formes de distributions de taille (source : Stubenrauch et al., 2004)

La dernière étape consiste à exprimer ces propriétés de diffusion simple en fonction de  $D_l$ ,  $D_{ge}$  ou de  $D_e$ . IWC est le contenu en glace. Les facteurs  $a_j$ ,  $b_j$  et  $c_j$  sont reportés pour chaque paramétrisation dans la banque spectrale.

- Pour la paramétrisation de Mitchell :

$$\begin{aligned}
\beta_{ext} &= IWC \exp\left(\sum_{j=0}^{10} a_j D_l^j\right) \\
1 - \omega_0 &= \sum_{j=0}^{10} b_j D_l^j \\
g &= \sum_{j=0}^{10} c_j D_l^j
\end{aligned} \tag{4.16}$$

- Pour la paramétrisation de Fu :

$$\begin{aligned}
\beta_{ext} &= IWC \sum_{j=0}^2 a_j D_{ge}^{-j} \\
(1 - \omega_0) \beta_{ext} &= \sum_{j=0}^3 b_j D_{ge}^{j-1} \\
g &= \sum_{j=0}^3 c_j D_{ge}^j
\end{aligned} \tag{4.17}$$

- Pour la paramétrisation de Baran :

$$\begin{aligned}
\beta_{ext} &= IWC \sum_{j=0}^2 a_j D_e^{-j} \\
(1 - \omega_0) &= \sum_{j=0}^3 b_j D_e^{j-1} \\
g_i &= \sum_{j=0}^3 c_{ij} D_e^j
\end{aligned} \tag{4.18}$$

où  $g_i$  est le  $i$ ème moment de la fonction de phase.

## 4.2 Base de données des propriétés de cirrus (TOVS Path-B) et de leurs flux radiatifs (ScaRaB)

### 4.2.1 Les flux radiatifs

Grâce aux observations spatiales, le rayonnement solaire réfléchi et le rayonnement thermique émis peuvent être surveillés au sommet de l'atmosphère à une échelle globale et pour de longues durées (depuis les années 1970). Les missions ERBE (Earth Radiation Budget Experiment) (Barkstrom 1984), à bord de trois satellites, ont fourni des données entre 1984 et 1990, suivies par les missions ScaRaB (Scanner for Radiation Budget) (Kandel et al. 1998) en

1994 et 1998, et les missions CERES (Clouds and the Earth's Radiant Energy System) (Wielicki et al., 1996) depuis 1999.

Pour passer des mesures radiométriques brutes aux flux radiatifs il existe toute une série de traitements : la calibration des instruments, la détermination de la scène (type de sol ou type de nuage) et enfin la conversion de la luminance mesurée dans la direction de visée du satellite en un flux radiatif intégré sur l'ensemble du demi-espace sortant de l'atmosphère. La distribution de l'énergie radiative selon la direction varie fortement en fonction des caractéristiques de la scène observée. Cette anisotropie est spécialement forte pour le rayonnement solaire et peut être prise en compte par des modèles angulaires dépendant des caractéristiques de la surface ou des nuages présents.

#### **4.2.1.1 La mission ScaRaB**

ScaRaB a été une mission spatiale commune à la France, la Russie et l'Allemagne. Cette mission avait pour objectif la détermination des différents éléments du bilan radiatif terrestre ainsi que de l'interaction du rayonnement avec les nuages. Le premier modèle des radiomètres ScaRaB (ScaRaB-M1) a été lancé fin janvier 1994 à bord du satellite météorologique russe Meteor-3/7. Les mesures de cet instrument couvrent la période de mars 1994 à février 1995.

ScaRaB est un radiomètre à balayage formé de 4 canaux spectraux : deux canaux à bandes spectrales larges et deux canaux auxiliaires dont un canal dans la fenêtre atmosphérique et un canal centré sur la partie visible du spectre solaire. Le canal ondes courtes (0.2-4  $\mu\text{m}$ ) mesure le rayonnement solaire réfléchi. Le deuxième canal à bande spectrale large mesure le rayonnement couvrant la totalité du spectre (0.2-50  $\mu\text{m}$ ). Le rayonnement thermique est déterminé à partir d'une différence pondérée entre les mesures de ce deuxième canal et les mesures du canal ondes courtes. Les deux canaux auxiliaires de ScaRaB permettent une identification plus fiable des scènes nuageuses (Briand et al., 1997 ; Stubenrauch et al., 2002).

La taille d'un pixel observé par ScaRaB passe de 60 km x 60 km au nadir pour atteindre une valeur de 60 km x 120 km à l'angle maximal de visée (63°). L'altitude (1200 km) ainsi que l'inclinaison (82.6°) de l'orbite du satellite Meteor-3/7 ont permis d'effectuer des mesures dans différentes conditions d'éclairements. En effet, un point de la terre est observé dans les mêmes conditions d'éclairement avec une période de 106 jours.

Les données ont été calibrées et leur qualité a été contrôlée. Ces traitements ont été effectués par le CNES (Viollier et al., 1995). Différentes études ont montré que la précision de la calibration des canaux ondes courtes et ondes longues et de l'ordre de 1% (Raison, 96 ; Dingirard et al., 1997 ; Capderou, 1998).

#### **4.2.1.2 Application des modèles angulaires pour le flux solaire réfléchi**

L'intégral des luminances émises dans toutes les directions représente le flux radiatif total  $F(\theta_0)$ . Ainsi  $F(\theta_0)$  s'exprime en fonction du flux directionnel (ou luminance)  $L$  par l'équation suivante :

$$F(\theta_0) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L(\theta, \theta_0, \phi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (4.19)$$

avec l'angle zénithal de visée du radiomètre  $\theta$ , l'angle zénithal solaire  $\theta_0$  et l'angle azimutal relatif entre le soleil et le radiomètre  $\Phi$ .

La prise en compte de l'effet de l'anisotropie de la scène visée sur les flux radiatifs nécessite l'application d'un modèle de dépendance angulaire. Pour une situation de visé et une longueur d'onde données, le modèle exprime le facteur d'anisotropie  $A(\theta_0, \theta, \Phi, \lambda)$  par un rapport entre le flux lambertien équivalent à  $\pi L$  et le flux réel  $F$ . Ainsi  $F$  s'exprime par :

$$F(\theta_0) = \frac{\pi L(\theta_0, \theta, \Phi)}{A(\theta_0, \theta, \Phi)} \quad (4.20)$$

Le modèle de correction angulaire représente la source d'incertitude majeure dans la chaîne de traitement des observations spatiales pour la détermination des flux radiatifs (Wielicki et al., 1995). Suttles et al. (1988) et Manalo-Smith et al. (1998) ont développé des modèles pour le traitement des mesures de ERBE. Cependant, l'anisotropie des scènes nuageuses n'est pas bien corrigée dans ces modèles (exp : Chang et al., 2000 ; Briand, 2000). Ce problème a été attribué au fait que la correction angulaire de ERBE ne dépend pas des propriétés optiques et microphysiques des nuages.

Les canaux auxiliaires de ScaRaB ont permis de prendre en compte les propriétés physiques des nuages (l'épaisseur optique, la phase et l'hétérogénéité), ce qui a amené Vincent Briand (2000) à développer un modèle de distribution angulaire des réflectances ondes courtes, basé sur une méthode à réseau de neurones. Dans la partie suivante nous allons exposer ce modèle. Pour une présentation plus détaillée on se reportera à la thèse de Vincent Briand (Briand, 2000).

L'albédo du nuage est défini comme le rapport du flux solaire réfléchi sur le flux solaire incident ( $E_0 \cos \theta_0$ ):

$$\alpha_{OC}(\theta_0) = \frac{\pi L_{OC}(\theta_0, \theta_v, \phi)}{A(\theta_0, \theta_v, \phi, \tau, phase, het.) E_0 \cos \theta_0} = \frac{\pi R_{OC}(\theta_0, \theta_v, \phi)}{A(\theta_0, \theta_v, \phi, \tau, phase, het.)} \quad (4.21)$$

La réflectance  $R_{OC}$  correspond à la luminance normalisée au flux solaire incident.

Comme il a été signalé précédemment, le radiomètre ScaRaB a été équipé, en plus des deux canaux à bandes spectrales larges, de deux canaux supplémentaires : un canal dans la bande visible et un canal dans la fenêtre atmosphérique. Ces deux canaux sont semblables à ceux des radiomètres météorologiques opérationnels. L'algorithme ISCCP (Rossow et Schiffer, 1999) utilise des mesures dans ce même domaine spectral pour la détection et la détermination des propriétés des nuages et des surfaces, d'où l'idée d'appliquer cet algorithme aux observations de ScaRaB. Après une détection de nuages, basée sur l'hypothèse d'une faible variabilité spatiale et temporelle des luminances des scènes claires, la température et l'épaisseur optique des nuages sont déterminées en utilisant un modèle de transfert radiatif distinguant des nuages de glace ( $T < 263K$ ) des nuages d'eau pour leur microphysique.

L'anisotropie angulaire de l'énergie radiative provoquée par la présence des nuages dépend des propriétés de ces derniers. Une étape principale dans le développement du modèle angulaire a été le choix des propriétés pertinentes pour la caractérisation des scènes considérées. Le plus important paramètre nuageux qui conditionne l'anisotropie angulaire des réflectances est l'épaisseur optique. L'hétérogénéité des nuages contribue également à l'anisotropie des réflectances (Bréon, 1992 ; Chamber et al., 1997). Elle a été exprimée par la variabilité des températures de brillance des pixels ScaRaB à l'intérieur d'une maille de  $1^\circ$  latitude x  $1^\circ$  longitude. Les paramètres nuageux issus des observations de ScaRaB ont été prétraités pour supprimer la dépendance résiduelle à la géométrie d'observation. L'intégration de ces paramètres dans un modèle neuronal a permis de simuler le comportement des réflectances en fonction des géométries d'observation et des conditions d'insolation ainsi que des caractéristiques physiques des nuages. Il y a un réseau de neurones par phase de nuage : eau, glace et mixte. Par la suite, nous nous intéressons qu'aux corrections pour les nuages de glace. Le principe de la simulation des réflectances ondes courtes pour les scènes complètement nuageuses est schématisé sur le digramme de la figure 4.3.

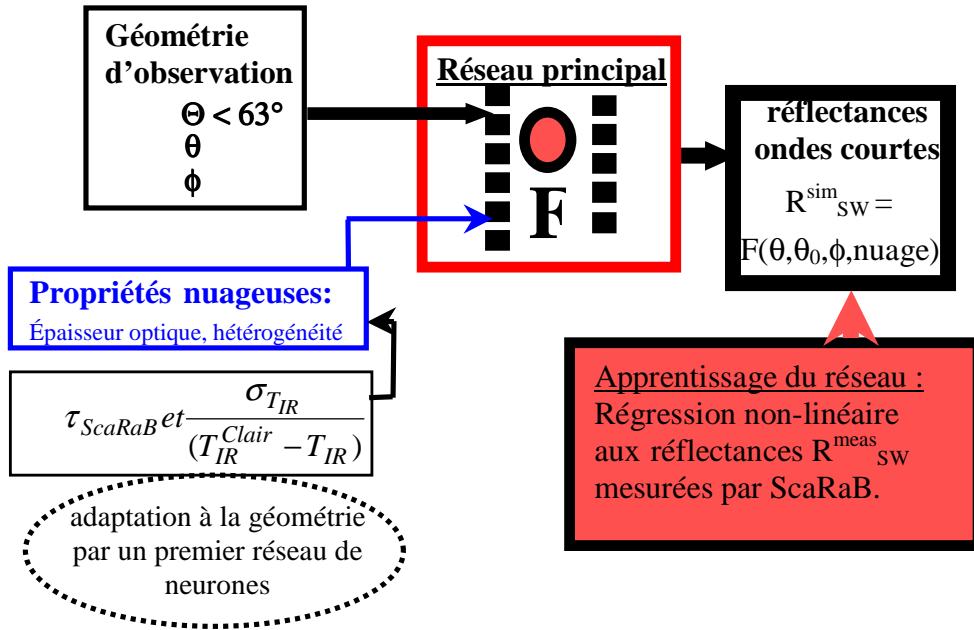


FIG. 4.3 : Schéma de simulation par réseau de neurones des réflectances ondes courtes en fonction de la configuration angulaire ainsi que des propriétés des nuages.

L'intégration des réflectances ondes courtes simulées sur l'ensemble des angles de visée  $[0^\circ, 63^\circ]$  et des angles azimutaux  $[0^\circ, 360^\circ]$  permet la détermination d'un albédo partiel  $\alpha_{OC63}$ . Ce dernier est corrigé des erreurs dues aux incertitudes sur la caractérisation des propriétés nuageuses en le normalisant par le rapport entre la réflectance mesurée et celle simulée.

$$\alpha_{OC}(\theta_v < 63^\circ, \theta_0) = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta_v R_{OC}^{sim} \cos \theta_v \sin \theta_v \frac{R_{OC}^{meas}(\theta_v, \theta_0, \phi)}{R_{OC}^{sim}(\theta_v, \theta_0, \phi)} \quad (4.22)$$

Pour déterminer l'albédo total, il faut prendre en compte la fraction de l'énergie radiative se trouvant entre 63° et 90° d'angle zenithal. Cette quantité d'énergie a été calculée en utilisant un code Monte Carlo (Macke et al., 1995) simulant le rayonnement ondes courtes pour différents angles solaire et différentes épaisseurs optiques de nuage. Dans ce code, le cirrus est illuminé par un ensemble de photons solaires. L'interaction des photons avec les particules nuageuses, leurs diffusion et absorption, est simulée suivant la loi d'atténuation de Beer-Lambert. Cet ensemble de photons est suivi jusqu'à ce qu'il disparaisse du système ou jusqu'à ce qu'il soit totalement absorbé. A chaque endroit de diffusion, la fraction de photons pouvant atteindre le champ de vue d'un détecteur est calculée. C'est une méthode très efficace pour déterminer des champs de rayonnement. Pour les simulations des réflectances dans le cas des cirrus, les particules de glace ont été supposées avoir des formes d'agrégats. Sur la figure 4.4 nous montrons les variations du rapport entre l'albédo total et l'albédo partiel en fonction de l'angle zénithal solaire, pour trois épaisseurs optiques de cirrus. Sont également rapportés les courbes ajustées sur les simulations de ces rapports, de forme :

$$\frac{\alpha_{OC90^\circ}}{\alpha_{OC63^\circ}} = c_1(\tau) + \frac{c_2(\tau)}{\cos(c_3(\tau)\theta_0)} + \frac{c_4(\tau)}{\cos^2(c_5(\tau)\theta_0)} \quad (4.23)$$

avec  $c_1 = 0.177$ ,  $c_2 = 0.806$ ,  $c_3 = 0.304$ ,  $c_4 = 0.327$  et  $c_5 = 0.394$  pour  $\tau = 1.1$

avec  $c_1 = 0.333$ ,  $c_2 = 0.930$ ,  $c_3 = -0.203$ ,  $c_4 = 0.013$  et  $c_5 = 0.916$  pour  $\tau = 2.6$

avec  $c_1 = 0.304$ ,  $c_2 = 0.901$ ,  $c_3 = -0.066$ ,  $c_4 = 0.029$  et  $c_5 = 0.851$  pour  $\tau = 4.6$

Des expressions similaires ont été déterminées par (Bréon, 1992; Loeb et al., 1999).

Comme il apparaît sur la figure 4.4, l'énergie radiative contenue dans l'intervalle angulaire [63°, 90°] atteint des valeurs entre 23% à 40%. Cette quantité d'énergie croît avec l'angle solaire et décroît avec l'épaisseur optique du cirrus.

Enfin l'albédo total est obtenu en multipliant l'albédo partiel par ces facteurs de correction. L'incertitude résiduelle liée à la géométrie d'observation de l'albédo total déterminé par cette méthode est de l'ordre de 1% (Briand, 2000, Stubenrauch et al., 2001) pour les situations d'une couverture complète de nuages au dessus de la mer.



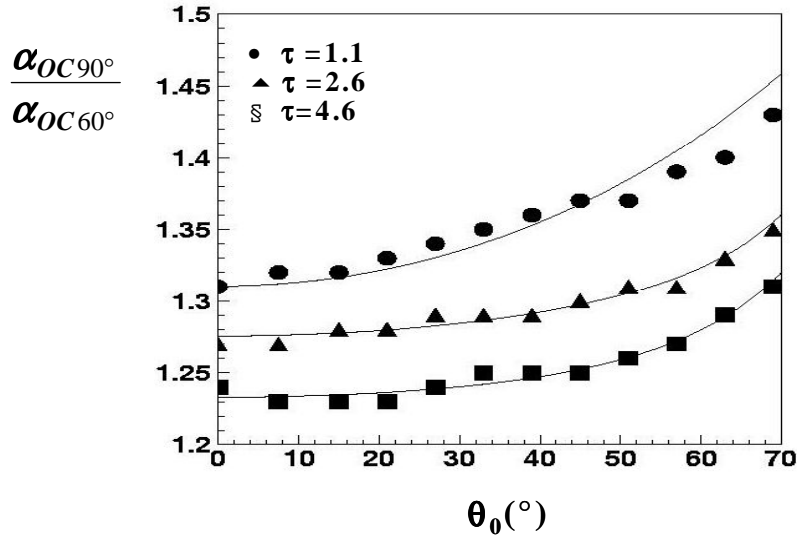


FIG. 4.4 : Rapport entre l'albédo ondes courtes total et l'albédo partiel en fonction de l'angle solaire, pour trois épaisseurs optiques de cirrus ( $\tau=1.1$ ,  $\tau=2.6$ ,  $\tau=4.6$ ).

#### 4.2.2 Collocation des données TOVS Path-B et ScaRaB

Parmi les paramètres géophysiques disponibles dans la base de données climatiques TOVS Path-B (Scott et al., 1999) nous utiliserons, la pression au sommet et l'émissivité infrarouge des cirrus ainsi que les propriétés atmosphériques sous-jacentes comme les profils de vapeur d'eau et de température et la température de surface. Ces paramètres nous permettent de calculer les flux radiatifs au sommet de l'atmosphère, en utilisant le modèle de transfert radiatif du MetOffice. La collocalisation des données de TOVS Path-B avec les observations de ScaRaB permet ensuite une comparaison de ces flux simulés aux flux de ScaRaB. La base de données TOVS Path-B couvre la période de 1987 à 1995, la période de fonctionnement de ScaRaB s'étend de mars 1994 à mars 1995. Ainsi le recouvrement entre les mesures de ScaRaB et les données TOVS Path-B couvre toute la période d'activité de ScaRaB.

Pour garantir une cohérence maximale entre les propriétés nuageuses et atmosphériques et les flux radiatifs qui leurs sont associés, nous avons besoin de mesures quasi-simultanées entre le radiomètre ScaRaB et le sondeur TOVS. Pour notre étude, nous n'avons co-localisé que les mesures de jour, en ne sélectionnant que les observations avec une différence de temps de passage entre le satellite Meteor 3/7 et le satellite NOAA11 ou NOAA12 inférieure à 30 minutes.

Les propriétés microphysiques des nuages de glace de TOVS Path-B ne sont établies que pour les nuages semi-transparents de grande extension spatiale. C'est pourquoi, de l'ensemble des observations satisfaisant les critères de sélection spatio-temporelle nous n'avons gardé que les observations avec une nébulosité couvrant toute la cellule de  $1^\circ$  latitude x  $1^\circ$  longitude et ayant une émissivité infrarouge entre 0.30 et 0.85.

Au total, 6699 situations atmosphériques ont satisfait nos critères de sélection et ont ainsi créé la base de données TOVS-ScaRaB. Ces situations se répartissent en 2454 situations sur terre et 4245 situations sur mer. L'angle solaire varie entre 50 et 70° et l'angle azimutal est supérieur à 140° ou inférieur à 40°.

Après élimination des situations à plusieurs couches nuageuses (voir section 4.2.3) la statistique de la base TOVS-ScaRaB passe de 6699 observations à 4130. Ces observations se répartissent en 1570 cas sur terre et 2560 cas sur mer. Les cartes de la figure 4.5 montre les répartitions géographiques des observations a) pour tous les cirrus semi-transparents à grande extension spatiale et b) pour les situations qui seront étudiées par la suite : les cirrus isolés au dessus de la mer. Sur la figure 4.5a nous avons représenté la température des cirrus alors que sur la figure 4.5b nous avons représenté les albédos ondes courtes des cirrus.

### 4.2.3 Elimination des nuages à plusieurs couches

L'information sur la structure verticale des nuages n'est pas accessible à partir des techniques de télédétection passive. TOVS Path-B fournit uniquement les propriétés du nuage le plus haut. Plusieurs études ont montré qu'un cirrus est accompagné dans approximativement 25% des cas par un nuage bas ou moyen (par ex. Jin et Rossow, 1997 ; Warren et al., 1985). Or, pour notre étude de l'effet des propriétés microphysiques des cirrus sur le rayonnement, nous devons être sûr de comparer des flux simulés aux flux mesurés, dans le cas de cirrus isolé (sans nuage en dessous).

Une comparaison des propriétés nuageuses de TOVS Path-B avec celles de ISCCP a montré (Stubenrauch et al., 1999c) que dans une situation d'un cirrus fin au dessus d'un nuage bas que TOVS Path-B donne les propriétés du nuage haut alors que les propriétés de ISCCP, déterminées à partir des mesures dans le domaine visible, sont un mélange des propriétés du cirrus et du nuage d'eau. Il a été constaté que, pour ces situations atmosphériques, l'émissivité infrarouge de TOVS Path-B a des valeurs plus faibles que l'émissivité infrarouge calculée à partir de la réflectance visible. Nous avons exploité cette différence de comportement entre les propriétés déterminé à partir des mesures visibles et des mesures infrarouges pour détecter les situations atmosphériques à plusieurs couches nuageuses.

La réflectance visible de ScaRaB, après sa correction des effets angulaires, a été utilisée pour calculer l'albédo visible du cirrus. Pour corriger cette réflectance visible nous avons appliqué un modèle de correction angulaire développé à partir du code de Monte Carlo de Macke et al. (1995), décrit dans la section 4.2.1.2. Cette fois-ci, les réflectances en fonction de la géométrie d'observation et d'illumination ont été simulé dans le domaine visible. L'anisotropie visible, moyennée par rapport aux angles azimutaux, a été ajustée en fonction de l'angle de visée pour différentes valeurs d'épaisseur optique et d'angle zénithal solaire, suivant la formule suivante :

$$A_{VIS}(\Theta_v) = c_1 + c_2 * \sin(2(c_3 * \Theta_v)) + c_4 * \sin^2(c_5 * \Theta_v) + c_6 * \sin^3(c_7 * \Theta_v) \quad (4.24)$$

avec  $c_1 = 0.671$ ,  $c_2 = 2.027$ ,  $c_3 = 0.068$ ,  $c_4 = 32.500$ ,  $c_5 = 0.126$ ,  $c_6 = 0.222$ ,  $c_7 = 1.230$   
pour  $\tau = 1.1$  et  $\Theta_0 = 51^\circ$

avec  $c_1 = 0.595$ ,  $c_2 = 2.469$ ,  $c_3 = 0.101$ ,  $c_4 = 29.700$ ,  $c_5 = 0.143$ ,  $c_6 = 0.279$ ,  $c_7 = 1.142$   
pour  $\tau = 1.1$  et  $\Theta_0 = 69^\circ$

avec  $c_1 = 0.817$ ,  $c_2 = 2.104$ ,  $c_3 = 0.064$ ,  $c_4 = 10.100$ ,  $c_5 = 0.181$ ,  $c_6 = 14.640$ ,  $c_7 = 0.176$   
pour  $\tau = 4.6$  et  $\Theta_0 = 51^\circ$

et avec  $c_1 = 0.752$ ,  $c_2 = 2.246$ ,  $c_3 = 0.091$ ,  $c_4 = 25.100$ ,  $c_5 = 0.131$ ,  $c_6 = 0.307$ ,  $c_7 = 0.821$   
pour  $\tau = 4.6$  et  $\Theta_0 = 69^\circ$

Sur la figure 4.6a nous avons montré la variation de l'anisotropie visible en fonction de l'angle de visée. Les angles de visée négatifs correspondent aux observations avec un angle azimutal relatif supérieur à  $90^\circ$ , c'est-à-dire une diffusion en arrière. A partir de cette figure nous remarquons que pour des observations correspondant à une diffusion en arrière l'anisotropie est inférieure à 1 pour tous les angles de visée, c'est-à-dire que le flux réel est plus grand que le flux Lambertien. Cette anisotropie (A) a une valeur minimale dans le cas d'un nuage fin à grand angle solaire. Dans le cas d'une diffusion en avant, A prend des valeurs plus grandes que 1 pour des observations à grand angle de visée ( $\Theta_v > 25^\circ$ ). Pour ces géométries d'observation nous remarquons que la dépendance de A en  $\tau$  et en  $\Theta_0$  est plus faible.

L'albédo visible se calcule suivant l'équation 4.21, en utilisant des variables du domaine visible au lieu du domaine solaire. L'épaisseur optique d'un nuage peut être déterminée à partir de l'albédo scénique, c. a. d. l'albédo pour un soleil au zénith ( $\theta_0 = 0$ ). C'est pourquoi nous avons utilisé de nouveau des simulations Monte Carlo (Macke et al., 1995) pour passer d'un albédo dépendant de la position du soleil à un albédo pour un soleil au zénith. La figure 4.6b montre la variation du rapport entre ces deux albédos en fonction de l'angle zénithal solaire, ceci pour trois valeurs d'épaisseur optique :  $\tau = 1.1$ ,  $\tau = 2.6$  et  $\tau = 4.6$ . A partir de cette figure nous remarquons que plus on s'éloigne du zénith, plus l'albédo devient fort. Pour un angle solaire donné, le rapport  $\alpha_{VIS}(0^\circ)/\alpha_{VIS}(\Theta_0)$  est plus grand pour des nuages avec une grande épaisseur optique.

A partir de l'albédo visible scénique nous avons calculé l'épaisseur optique en utilisant les mêmes relations que dans (Rossow et al., 1996 ; Fig. 4.7) :

$$\tau_{VIS} = 4.5 * \exp(1.463 * \ln(2\alpha_{VIS})) \quad \text{pour } \alpha_{VIS} < 0.505 \quad (4.25a)$$

$$\tau_{VIS} = 4.5 * \exp(-1.463 * \ln(2-2\alpha_{VIS})) \quad \text{pour } \alpha_{VIS} \geq 0.505 \quad (4.25b)$$

L'émissivité infrarouge a été calculée à partir de l'épaisseur optique en utilisant la formule (Minnis et al., 1993) :

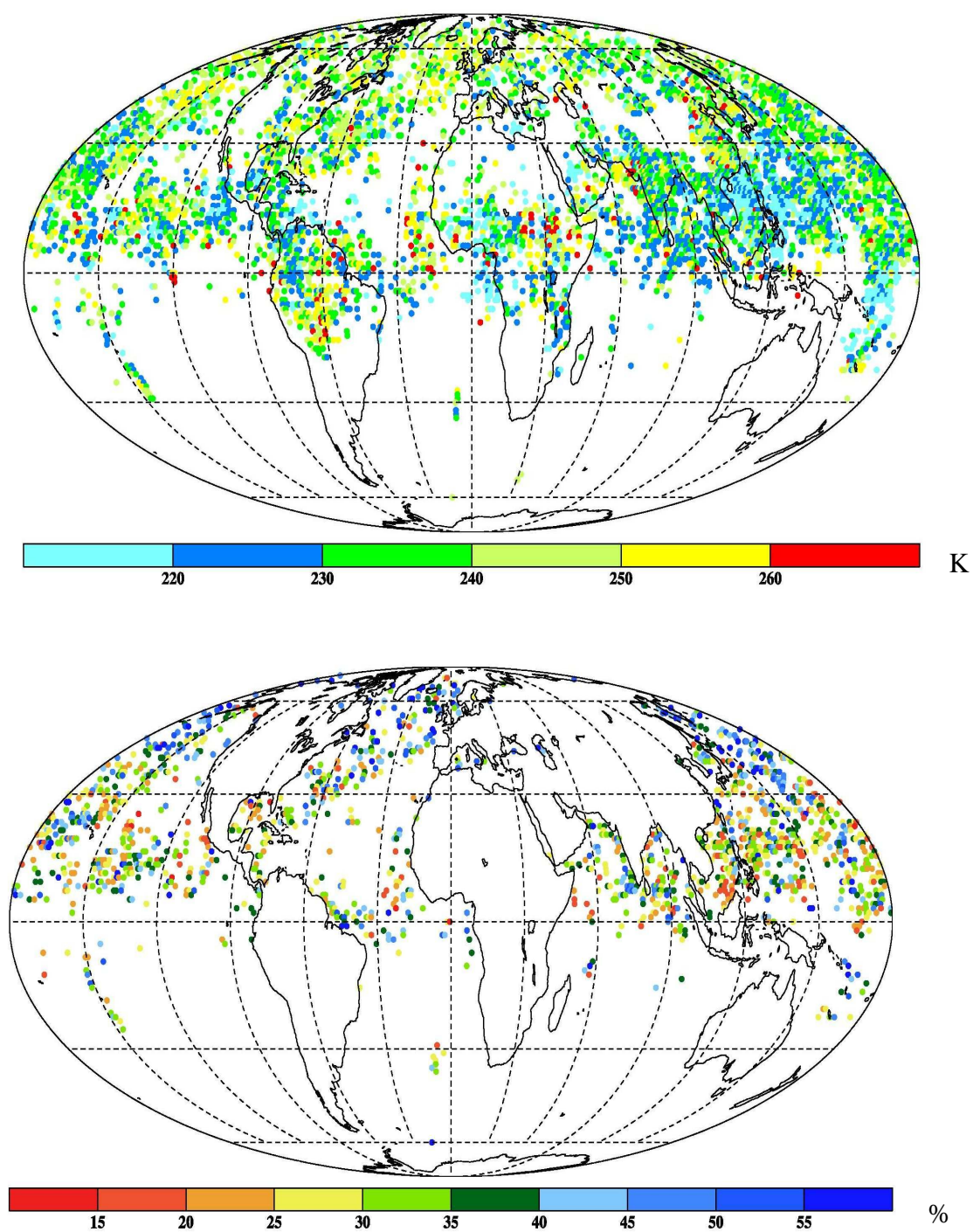


FIG 4.5 : Répartition géographique des événements de la base TOVS-ScaRaB : Les couleurs représentent a) la température des cirrus. b) l'albédo ondes courtes des événements sur mer avec des cirrus isolés.

$$\epsilon_{\tau_{\text{VIS}}} = 1 - \exp(-\tau_{\text{VIS}}/2.13) \quad (4.26)$$

Les distributions de la figure 4.8 montrent les différences entre l'émissivité infrarouge calculée à partir de la réflectance visible de ScaRaB et l'émissivité infrarouge de TOVS Path-B. Nous avons séparé les nuages fins ( $0.3 < \epsilon_{\text{IR}} < 0.5$ ) des nuages épais ( $\epsilon_{\text{IR}} > 0.75$ ). La figure 4.8a montre les distributions en utilisant la réflectance visible avant les corrections angulaires, et la figure 4.8b les distributions après application de ces corrections. En général, les distributions sont plus centrées autour de 0 après les corrections angulaires. Nous remarquons que pour les nuages fins les différences entre les deux émissivités se caractérisent par une large extension vers des différences positives. Ces différences sont liées au fait que la présence d'un nuage d'eau en dessous d'un cirrus fin augmente la valeur de la réflectance visible et donc la valeur de l'émissivité calculée à partir de cette réflectance.

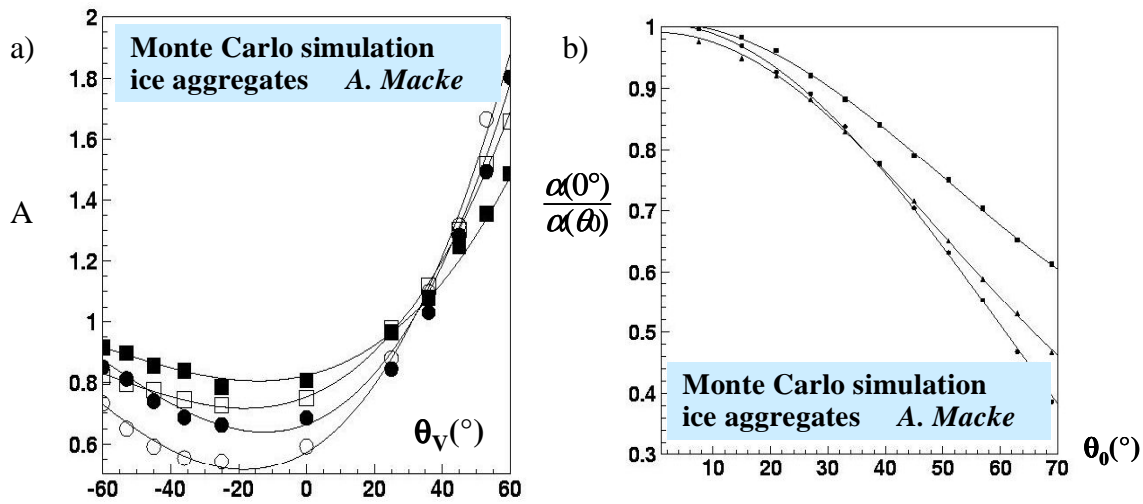


FIG. 4.6 : a) L'anisotropie visible en fonction de l'angle azimutal de visée pour deux épaisseurs optiques et deux angles solaires :  $\theta_0 = 51^\circ$ :  $\tau = 1.1$  ( $\bullet$ ),  $\tau = 4.6$  ( $\blacksquare$ );  $\theta_0 = 69^\circ$ :  $\tau = 1.1$  ( $\circ$ ),  $\tau = 4.6$  ( $\square$ ). b) Rapport entre l'albédo au zénith et l'albédo pour l'angle solaire  $\theta_0$  pour trois épaisseurs optiques :  $\tau = 1.1$  ( $\bullet$ ),  $\tau = 2.6$  ( $\blacktriangle$ ) and  $\tau = 4.6$  ( $\blacksquare$ ).

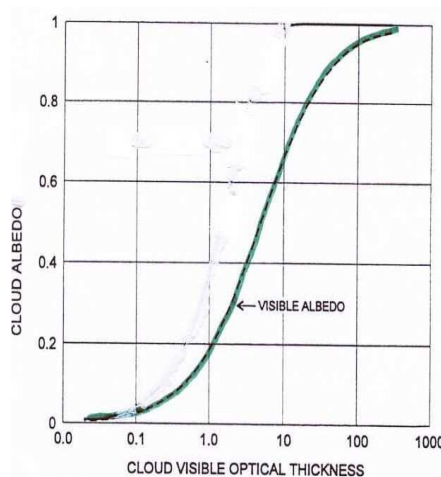


FIG 4.7 : L'albédo visible en fonction de l'épaisseur optique visible pour un nuage de glace. Résultats obtenus à partir du modèle de transfert radiatif utilisé dans les analyses ISCCP. (source : Rossow et al., 1996)

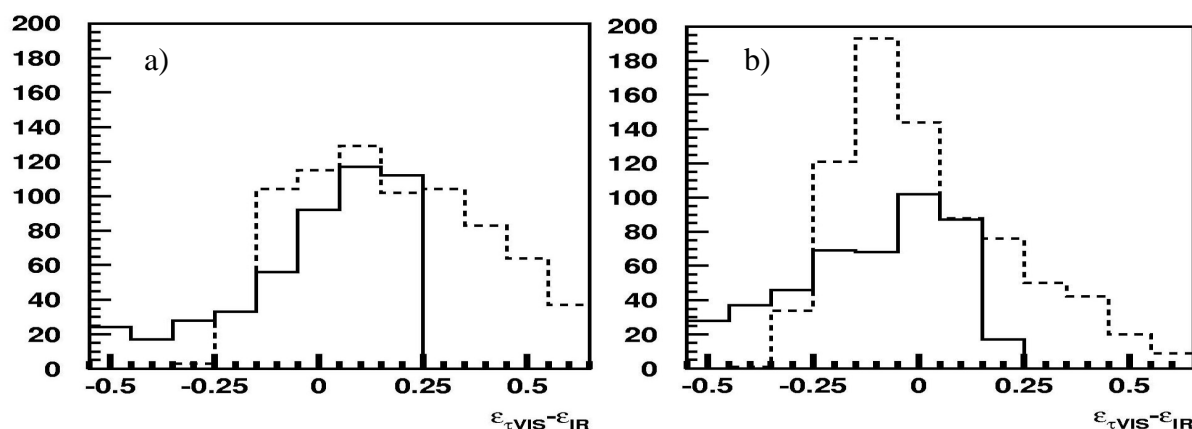


FIG 4.8 : Distributions des différences entre l'émissivité infrarouge calculée à partir de la réflectance visible de ScaRaB et l'émissivité infrarouge de TOVS Path-B pour des nuages fins ( $0.3 < \epsilon_{IR} < 0.5$ , - - -) et pour des nuages épais ( $\epsilon_{IR} > 0.75$ , \_\_\_): a) avant application des corrections angulaires visible et b) après application des corrections.

### 4.3 Analyse des flux radiatifs des cirrus

La Figure 4.9 présente le schéma de l'analyse des flux radiatifs des cirrus en fonction de la représentation de leurs propriétés microphysiques dans les modèles de climat. Pour cette analyse nous utilisons la base de données TOVS-ScaRaB contenant les propriétés des cirrus (température, pression, émissivité infrarouge) et les profils atmosphériques (température, vapeur d'eau et ozone) et leurs flux radiatifs associés au sommet de l'atmosphère ainsi que le modèle de transfert radiatif du MetOffice. Pour chacun des 2560 cas de cirrus isolés au dessus de la mer, les flux radiatifs au sommet de l'atmosphère ont été calculés à partir des propriétés atmosphériques de TOVS. Nous pouvons ainsi comparer les flux radiatifs de ScaRaB avec les résultats pour trois paramétrisations des propriétés radiatives et microphysiques des cirrus.

#### 4.3.1 Calcul des flux radiatifs à partir des données TOVS Path-B

Pour calculer les flux radiatifs, nous avons utilisé le modèle de transfert radiatif du MetOffice (Edwards et Slingo, 1996) décrit dans la partie 4.1.3.

Comme les profils d'humidité et de température ne peuvent pas être restitués par 3I en présence des nuages d'une émissivité supérieure à 0.6, nous avons utilisé en entrée du modèle

les profils de la base TIGR. Ces profils sont ceux qui ont été déterminés par le processus d'inversion 3I comme étant les plus proches de l'observation. Nous avons également utilisé les profils d'ozone disponibles dans cette base de données. Ces derniers proviennent soit d'une climatologie (McPeters et al., 1984) ou bien de radiosondages.

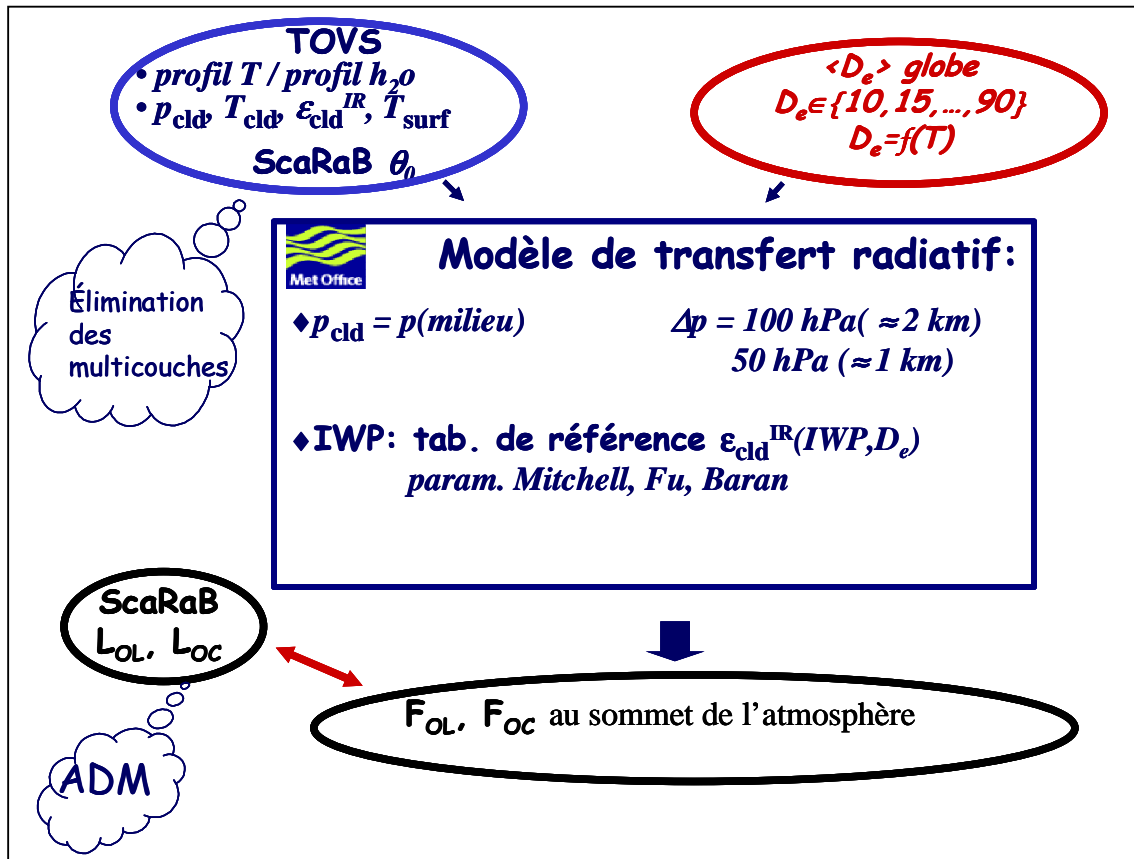


FIG. 4.9 : Schéma de l'analyse des flux radiatifs.

Les caractéristiques physiques et microphysiques des cirrus nécessaires pour le calcul des flux radiatifs sont : l'altitude, la température, l'épaisseur physique ainsi que le IWP et le diamètre effectif des cristaux de glace. Les données TOVS Path-B à partir des satellites NOAA-11 et NOAA-12 (celles utilisées pour la collocation avec les données ScaRaB) contiennent l'altitude ( $p_{cld}$ ), la température ( $T_{cld}$ ) ainsi que l'émissivité infrarouge ( $\epsilon_{IR}$ ) du cirrus.

L'information sur l'épaisseur physique des nuages ( $p$ ) n'est pas accessible à partir des mesures de TOVS. Par contre, notre étude utilisant les données de LITE (chapitre 2) a montré que, suivant les régions, l'épaisseur physique moyenne des nuages hauts varie entre 2 km et 2.5 km. Nos résultats sont en accord avec ceux d'une climatologie des épaisseurs physiques

de différents types de nuages de Poore et al. (1993), établie à partir d'une combinaison de mesures avions et de mesures au sol. Cette dernière montre qu'en moyenne sur mer les nuages à une altitude supérieure à celle correspondant à une pression de 400 hPa ont des épaisseurs de 2 km ( $\sim 100$  hPa). Ainsi une épaisseur de 2 km a été supposée pour le calcul des flux, mais une étude de sensibilité à cette variable sera présentée dans la section 4.3.2.

L'évaluation de l'altitude des nuages de TOVS Path-B (chapitre 2) a montré que celle-ci correspond à l'altitude du milieu du nuage. Or, en entrée du modèle de transfert radiatif il faut fournir l'altitude du sommet. C'est pourquoi nous avons enlevé de  $p_{\text{cld}}$  la moitié de l'épaisseur physique du nuage à fin d'obtenir l'altitude au sommet. L'altitude au sommet du cirrus est définie par :  $p_{\text{cld}} - p/2$ .

Les propriétés de diffusion et d'absorption des nuages sont déterminées par les distributions de densité ainsi que de taille et de forme de leurs particules. Pour le calcul de transfert radiatif ces distributions peuvent être caractérisées avec une bonne approximation par le contenu en glace intégré sur l'épaisseur physique de nuage (IWP) ainsi que par la taille effective des cristaux ( $D_e$ ). Ainsi, les propriétés radiatives du nuage, comme son épaisseur optique et son émissivité, peuvent être déterminées à partir de ces deux variables et d'un modèle de transfert radiatif.

Pour évaluer la cohérence du calcul entre le domaine thermique et solaire, nous utilisons d'abord les propriétés de diffusion simple dans l'infrarouge des trois paramétrisations pour obtenir le IWP à partir de  $D_e$  et de  $\epsilon_{\text{IR}}$ , en suite nous comparons l'albédo calculé à partir des propriétés de diffusion simple dans le domaine solaire des mêmes paramétrisations à l'albédo déterminé à partir des observations de ScaRaB.

Dans certains modèles de climat la taille effective des cristaux de glace des cirrus est déterminée à partir de la température du cirrus. Pour évaluer la paramétrisation de  $D_e$  en fonction de la température utilisée dans le modèle de climat du MetOffice, nous avons calculé  $D_e$  à partir de  $T_{\text{cld}}$  en appliquant cette paramétrisation, et ensuite nous avons déterminé le IWP à partir de  $\epsilon_{\text{IR}}$  du cirrus et le  $D_e$  correspondant à sa température.

Différents IWPs ont été déterminé à partir de  $\epsilon_{\text{IR}}$  du cirrus en utilisant des tables de référence, dans lesquelles  $D_e$  varie entre 20  $\mu\text{m}$  et 90  $\mu\text{m}$  par pas de 5  $\mu\text{m}$ . Comme l'émissivité du nuage dépend à la fois de  $D_e$  et de IWP, ces tables ont été établies en fonction de  $D_e$  et de  $\epsilon_{\text{IR}}$ . Pour la paramétrisation de Mitchell nous avons utilisé les tables de références présentées dans le chapitre 1. Pour les deux autres paramétrisations, de Fu et de Baran, nous avons établi d'autres tables de référence en suivant la même démarche que pour la paramétrisation de Mitchell. Les propriétés de diffusion simple des cristaux de glace de chacune de ces paramétrisations ont été intégrées dans le modèle de transfert radiatif Streamer (chapitre 1) à fin de simuler les émissivités des cirrus à 11  $\mu\text{m}$ .

Suivant l'approche utilisée dans le traitement des propriétés de diffusion et d'absorption des cristaux de glace des cirrus, différentes valeurs de IWP peuvent être obtenues pour la même valeur de  $D_e$  et de  $\epsilon_{\text{IR}}$ . Afin d'illustrer ces différences en IWP nous avons reporté sur la



figure 4.10 le IWP, déterminé à partir des trois précédentes paramétrisations, en fonction de l'émissivité infrarouge pour deux exemples de  $D_e$ . A partir de cette figure nous remarquons que les trois paramétrisations donnent des résultats très similaires pour un petit  $D_e$  de  $20\text{ }\mu\text{m}$ . Par contre pour un grand  $D_e$  de  $80\text{ }\mu\text{m}$  le IWP obtenu à partir de la paramétrisation de Baran est systématiquement plus élevé que celui obtenu à partir des paramétrisations de Fu et de Mitchell. La différence entre les IWP augmente avec l'émissivité du cirrus. En effet, pour des cirrus d'une émissivité supérieure à 0.5 les différences entre les IWP sont approximativement autour de  $10\text{ gm}^{-2}$  alors qu'elles sont inférieures à  $4\text{ gm}^{-2}$  pour des émissivités inférieures à 0.5. Cette différence devrait se refléter dans les flux radiatifs.

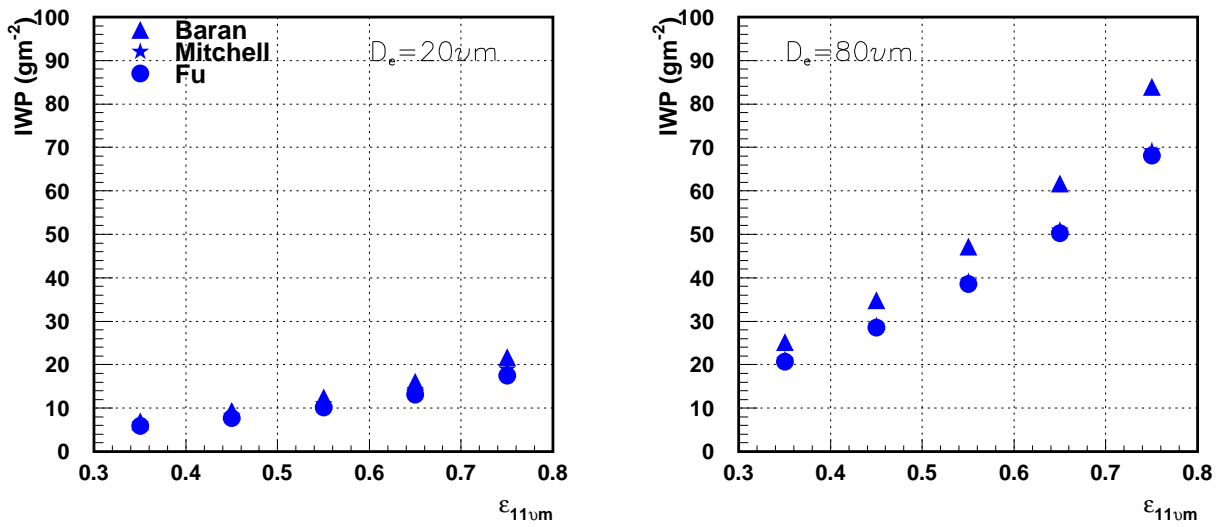


FIG. 4.10 : IWP en fonction de l'émissivité à  $11\text{ }\mu\text{m}$  pour un  $D_e$  de  $20\text{ }\mu\text{m}$  (à gauche) et un  $D_e$  de  $80\text{ }\mu\text{m}$  (à droite). Trois paramétrisations des propriétés de diffusion simple des cristaux de glace ont été utilisées pour extraire IWP et  $D_e$  de l'émissivité: celle de Baran, Mitchell et Fu.

### 4.3.2 Etude de sensibilité aux données d'entrée

Le degré de fiabilité des flux calculés par un modèle de transfert radiatif est lié à la fois à la méthode de traitement des processus radiatifs ainsi qu'à la qualité des données sur l'état de l'atmosphère fournies en entrée. Dans cette partie, nous allons étudier la sensibilité des flux radiatifs au sommet de l'atmosphère aux incertitudes sur les différents paramètres atmosphériques.

Dans le cadre de notre travail, nous sommes intéressés par la détermination de la paramétrisation la plus appropriée des propriétés microphysiques et des propriétés de diffusion simple des cristaux constituant les cirrus pour le calcul des flux radiatifs en leur présence. Pour ce but, il est important de comparer des quantités radiatives simulées et observées qui dépendent principalement des propriétés des cirrus. Dans le domaine des ondes

courtes nous utilisons l'albédo  $\alpha_{OC}$  comme quantité radiative car ce dernier dépend essentiellement du IWP et de  $D_e$  du cirrus présent dans la scène (pour un angle zénithal solaire donné). Dans le domaine des ondes longues, le flux sortant dépend également de la température du cirrus ainsi que des propriétés de l'atmosphère et de la surface terrestre. En introduisant l'absorptance  $A_{OL}$  et la température de scène  $T_{scène}$ , le flux thermique sortant au sommet de l'atmosphère peut être exprimé par :

$$F_{OL} = (1 - A_{OL}(T_{scène}))\sigma_B T_{scène}^4 \quad (4.27)$$

avec la constante de Boltzmann  $\sigma_B$ .

Pour une scène d'une couverture nuageuse complète,  $T_{scène}$  s'exprime en fonction de l'émissivité du nuage, de sa température ainsi que de la température de la surface par :

$$T_{scène}^4 = \epsilon_{IR} T_{cld}^4 + (1 - \epsilon_{IR}) T_{surf}^4 \quad (4.28)$$

Pour les études de sensibilité, nous allons utiliser  $A_{OL}$  comme quantité radiative dans le domaine thermique. Cette variable dépend toujours des propriétés de surface et de l'atmosphère, mais comparé au flux elle est normalisée.

$$A_{OL} = 1 - F_{OL} / \sigma_B [ \epsilon_{IR} T_{cld}^4 + (1 - \epsilon_{IR}) T_{surf}^4 ] \quad (4.29)$$

En utilisant l'ensemble des cas de cirrus isolés au dessus de la mer de la base TOVS-ScaRaB, nous avons varié séparément les différents paramètres atmosphériques, dans la limite des incertitudes sur leur restitution, et nous avons évalué l'effet de ces variations sur les  $\alpha_{OC}$  et les  $A_{OL}$ . Pour ces simulations nous avons utilisé la paramétrisation de Baran avec un  $D_e$  de 55  $\mu m$ .

#### 4.3.2.1 Sensibilité au profil vertical de température

Pour nos simulations nous avons utilisé le profil de température, provenant de la base de TIGR, le plus proche de l'observation. Ensuite nous avons dû ajuster ce profil de température afin de tenir compte de la température du nuage restituée par 3I : nous avons ajouté la différence entre la température du nuage restituée par 3I et la température au niveau du nuage dans le profil ( $T_{TIGR}$ ) à l'ensemble des températures de ce dernier. La figure 4.11 illustre les distributions de différence entre  $T_{cld}$  et  $T_{TIGR}$ , pour l'ensemble des observations et séparément pour les tropiques et les moyennes latitudes. Nous remarquons que toutes les distributions se caractérisent par des pics autour de 0 K et que la distribution est la plus large dans les moyennes latitudes. En moyenne, dans les régions tropicales, la différence entre les deux températures est de 0.0 K avec une déviation standard de 1.5 K. Dans les moyennes latitudes, la différence entre les deux températures est en moyenne égale à 0.0 K et la déviation standard est de 2.1 K.

Par la suite ce que nous allons nommer profil de température standard correspond au profil TIGR le plus proche de l'observation ajusté à la température du nuage restituée par 3I. C'est ce profil qui va être utilisé par la suite pour les calculs des flux radiatifs.

Afin d'avoir une estimation de l'ordre de grandeur de l'incertitude sur le profil de température, nous avons comparé les profils de température TIGR les plus proches aux observations à ceux de TOVS Path-B, c'est-à-dire à ceux restitués par l'inversion 3I. Cette comparaison se limite aux observations des nuages avec des émissivités infrarouges inférieures à 0.6. Les deux profils ont été comparés pour des observations du mois de janvier et de juillet ceci afin d'étudier les différences saisonnières. Au total 16336 observations ont été utilisées pour cette comparaison.

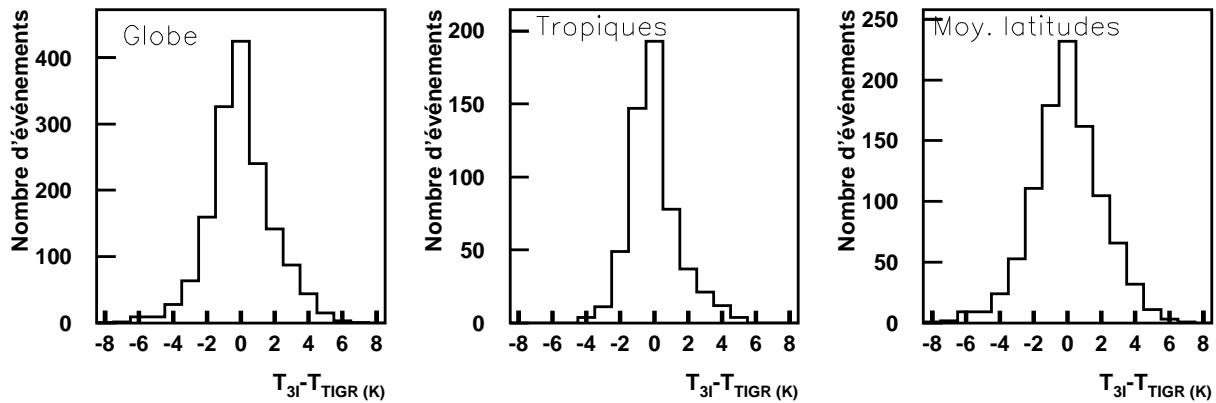


FIG. 4.11 : Distributions globale et régionales des différences entre la température du cirrus restituée par 3I et la température au niveau du cirrus dans le profil TIGR.

La base de données TOVS Path-B donne accès à un profil de température avec une résolution verticale de neuf couches atmosphériques entre 10 et 1000 hPa. Or, les températures de TIGR sont par niveau, et elles sont sur 40 niveaux. Ainsi pour comparer les deux profils nous avons moyenné les températures de TIGR dans les mêmes couches atmosphériques que celles du profil TOVS Path-B. Pour une couche atmosphérique entre les niveaux de pression  $p_n$  et  $p_m$ , la température moyenne de la couche se calcule à partir des températures par niveau suivant la relation:

$$T_{moy}^{nm} = \sum_{i=n}^m T_i * \ln \frac{P_{i+1}}{P_i} \quad (4.30)$$

Sur le tableau 4.2 nous avons reporté les moyennes ainsi que les déviations standard par couche atmosphérique des différences entre les températures de TOVS Path-B et celles de TIGR. Nous avons distingués deux régions : tropiques et moyennes latitudes, et deux saisons : été et hiver.

L'analyse des valeurs de ce tableau nous indique que dans les régions tropicales les différences entre les deux profils de température sont en moyenne légèrement plus faibles dans la première couche de la troposphère et augment ensuite, avec la température de TOVS

Path-B systématiquement plus élevée. Dans la stratosphère le comportement est inversé. En moyenne les différences entre les deux profils de température oscillent entre +2 K et -2 K.

Pour notre étude de sensibilité, nous avons ajouté 2 K à chacun des 40 niveaux des profils de température de la base de données TOVS-ScaRaB. En utilisant ce profil de température modifié nous avons calculé les flux radiatifs en gardant tous les autres paramètres d'entrée du modèle de transfert radiatif inchangés. Nous avons également étudié l'effet d'une diminution de 2 K du profil de température sur les flux calculés.

	Eté		Hiver	
	Tropiques	Moyennes latitudes	Tropiques	Moyennes latitudes
1000-850 hPa	$0.41 \pm 2.27$	$1.17 \pm 3.81$	$0.96 \pm 3.22$	$0.90 \pm 3.59$
850-700 hPa	$1.80 \pm 2.18$	$2.18 \pm 2.94$	$0.85 \pm 2.31$	$1.49 \pm 3.18$
700-500 hPa	$2.71 \pm 1.97$	$2.75 \pm 2.21$	$1.70 \pm 2.24$	$2.38 \pm 2.31$
500-300 hPa	$1.63 \pm 1.17$	$1.62 \pm 1.65$	$1.04 \pm 2.03$	$1.60 \pm 1.44$
300-100 hPa	$3.17 \pm 1.79$	$2.20 \pm 2.30$	$3.62 \pm 2.68$	$2.06 \pm 3.35$
100-70 hPa	$-0.74 \pm 2.07$	$-0.77 \pm 2.83$	$-2.52 \pm 3.03$	$-0.82 \pm 2.93$
70-50 hPa	$-2.67 \pm 2.44$	$-1.80 \pm 3.05$	$-2.20 \pm 2.90$	$-1.49 \pm 2.85$
50-30 hPa	$-2.58 \pm 3.70$	$-2.26 \pm 3.70$	$-2.01 \pm 3.67$	$-1.72 \pm 3.27$
30-10 hPa	$-0.81 \pm 3.39$	$-1.84 \pm 3.19$	$-1.22 \pm 4.19$	$-1.59 \pm 3.64$

TAB. 4.2 : Moyennes et déviations standards par couche atmosphérique, par région (moyennes latitudes et tropiques) et par saison (été et hiver) des différences entre les températures de TOVS Path-B et celle de TIGR.

Sur la figure 4.12 nous avons reporté la distribution des différences entre l'absorptance thermique calculée en utilisant le profil de température standard et celle calculée en utilisant le profil de température diminué de 2 K (distribution en trait plein) ainsi que la distribution des différences entre  $A_{OL}$  calculée en utilisant le profil de température standard et  $A_{OL}$  calculée en utilisant le profil de température augmenté de 2 K (distribution en trait discontinu). Nous avons également montré les distributions des différences d'albédo. A partir de cette figure nous constatons qu'une augmentation de température de 2 K tout au long de la verticale provoque une augmentation moyenne de l'absorptance de 3%, et une diminution de 2 K de température à une diminution de l'absorptance de 2%. Contrairement aux distributions des différences d'absorptance, les distributions des différences d'albédo se caractérisent par un pic autour de 0.

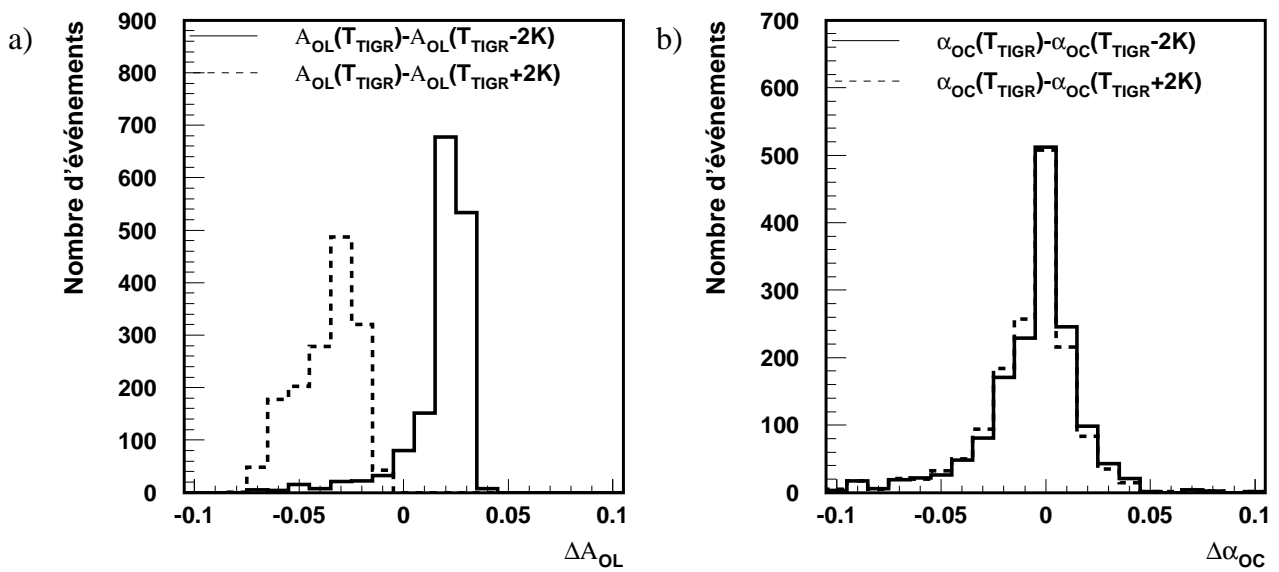


FIG. 4.12 : a) Distributions de différence entre l'absorptance calculée en utilisant le profil de température standard et celle calculée en utilisant le profil de température diminué de 2 K ( — ) et en utilisant le profil augmenté de 2 K (----). b) Les mêmes différences que dans (a) dans le cas des albédos.

Cette première étude de sensibilité montre que la sensibilité de l'albédo ondes courtes au profil de température reste faible alors que la sensibilité de l'absorptance ondes longues aux variations de ce profil est relativement importante, même en présence de cirrus.

#### 4.3.2.2 Sensibilité au profil vertical de vapeur d'eau

La vapeur d'eau est une composante fondamentale dans le cycle énergétique de la machine climatique terrestre. A cause de sa forte interaction avec le rayonnement thermique, la vapeur d'eau constitue la source principale de l'effet de serre. En plus de son influence dans le

domaine thermique, la vapeur d'eau est aussi la cause majeure de l'absorption du rayonnement solaire incident dans sa partie proche infrarouge.

Afin d'avoir un ordre de grandeur de l'incertitude sur le profil de vapeur d'eau TIGR, nous avons comparé ce profil TIGR à celui restitué par 3I. En raison de la résolution spectrale des mesures des radiomètres TOVS, l'information sur le profil de vapeur d'eau ne peut être déterminée que sur un ensemble de cinq couches atmosphériques entre 100 hPa et 1000 hPa. Au dessus de 100 hPa la concentration en vapeur d'eau est très faible. Nous avons comparé le contenu intégré en vapeur d'eau sur toute la colonne atmosphérique de TIGR et de TOVS Path-B. Sur le tableau 4.3 nous avons dressé les moyennes ainsi que les déviations standard du rapport entre le contenu intégré en vapeur d'eau du profil TOVS Path-B et du profil TIGR, ceci aux moyennes latitudes et aux tropiques séparément pour l'été et l'hiver. Les valeurs de ce tableau montre que le contenu en vapeur d'eau de TOVS Path-B est en moyenne 50% plus fort que celui de la base TIGR, en accord avec une étude de Chaboureaud et al. (1998). Ce désaccord entre les deux contenus en vapeur d'eau est en grande partie lié à la sous estimation des humidités mesurées par radiosondage.

Pour étudier la sensibilité des flux radiatifs calculés à une variation du contenu intégré en vapeur d'eau nous avons augmenté le contenu en vapeur d'eau du profil TIGR de 50% par rapport à sa valeur initiale. Sur la figure 4.13 nous avons reporté les distributions des différences entre  $A_{OL}$  et  $\alpha_{OC}$  à partir des calculs avec un profil standard et ceux calculés en modifiant le profil d'humidité. A partir de cette figure nous remarquons que les deux variables radiatives ne changent presque pas en moyenne :  $A_{OL}$  n'augmente que d'environ de 0.4% et  $\alpha_{OC}$  de 0.6%.

Ainsi nous constatons qu'en présence de cirrus les variations de  $A_{OL}$  et de  $\alpha_{OC}$  sont très faibles comparées aux variations apportées au profils d'humidité.

	Eté		Hiver	
	Tropiques	Moyennes latitudes	Tropiques	Moyennes latitudes
$q_{3I}/q_{TIGR} (cm)$	$1.5 \pm 0.4$	$1.6 \pm 0.8$	$1.5 \pm 1.0$	$1.4 \pm 0.8$

TAB. 4.3 : Moyennes et déviations standards par région (moyennes latitudes et tropiques) et par saison (été et hiver) du rapport entre le contenu intégré en vapeur d'eau du profil TOVS Path-B et celui du profil TIGR.

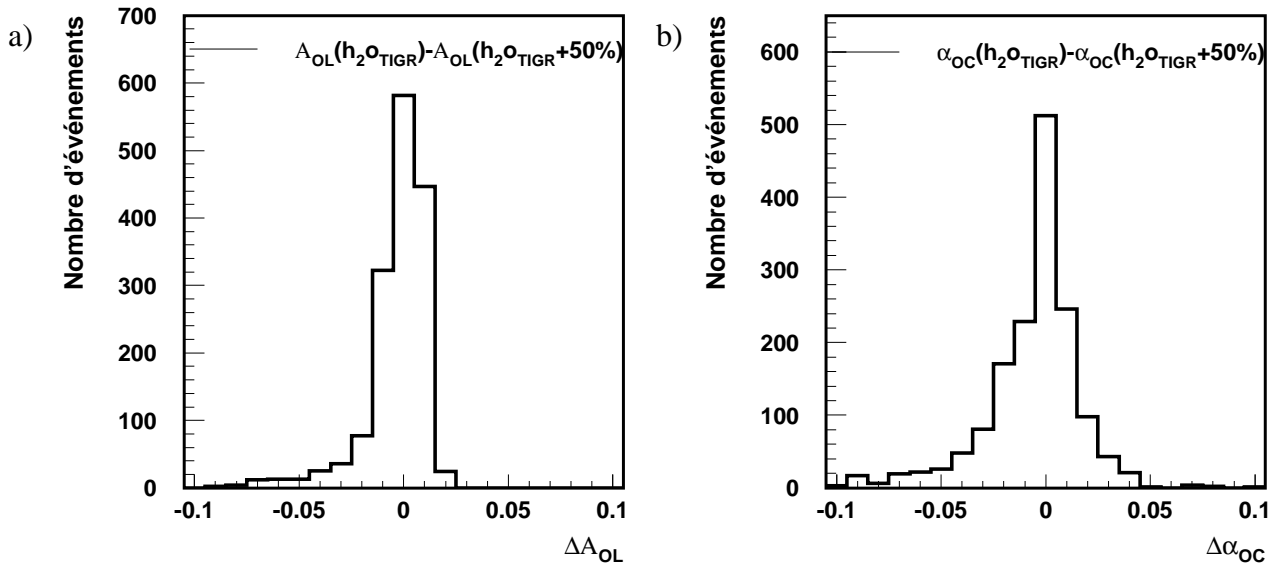


FIG. 4.13 : Distribution des différences entre l'absorptance calculée en utilisant le profil d'humidité standard et celle calculée en utilisant le profil d'humidité augmenté de 50%. b) La même différence que dans (a) dans le cas des albédos.

#### 4.3.2.3 Sensibilité aux propriétés nuageuses

Dans le calcul des flux radiatifs nous avons besoin de la pression au sommet et à la base du nuage. Comme il a été signalé précédemment, nous avons fixé l'épaisseur physique du nuage à 100 hPa. C'est-à-dire la base du nuage est à  $p_{\text{cld}} + 50$  hPa. Pour étudier l'effet de l'hypothèse sur l'épaisseur physique aux flux radiatifs calculés nous avons simulé ces flux en supposant cette fois un nuage d'une épaisseur de 50 hPa. Le changement de l'épaisseur physique du nuage s'accompagne aussi par un changement du IWP. Pour ces simulations le IWP a été déterminé à partir de  $D_e$  et de  $\epsilon_{IR}$  en utilisant des tables de référence établies pour un nuage d'une épaisseur de 50 hPa. Les distributions des différences entre les  $A_{OL}$  et  $\alpha_{OC}$  standards et ceux calculés en supposant un nuage d'une épaisseur physique de 50 hPa sont présentées sur la figure 4.14. En moyenne la différence entre les  $A_{OL}$  est de 2% et la différence entre les  $\alpha_{OC}$  est de 0.3%. Par contre ces distributions sont très larges, ce qui veut dire qu'une hypothèse d'une épaisseur fixe introduit un bruit dans nos calculs.

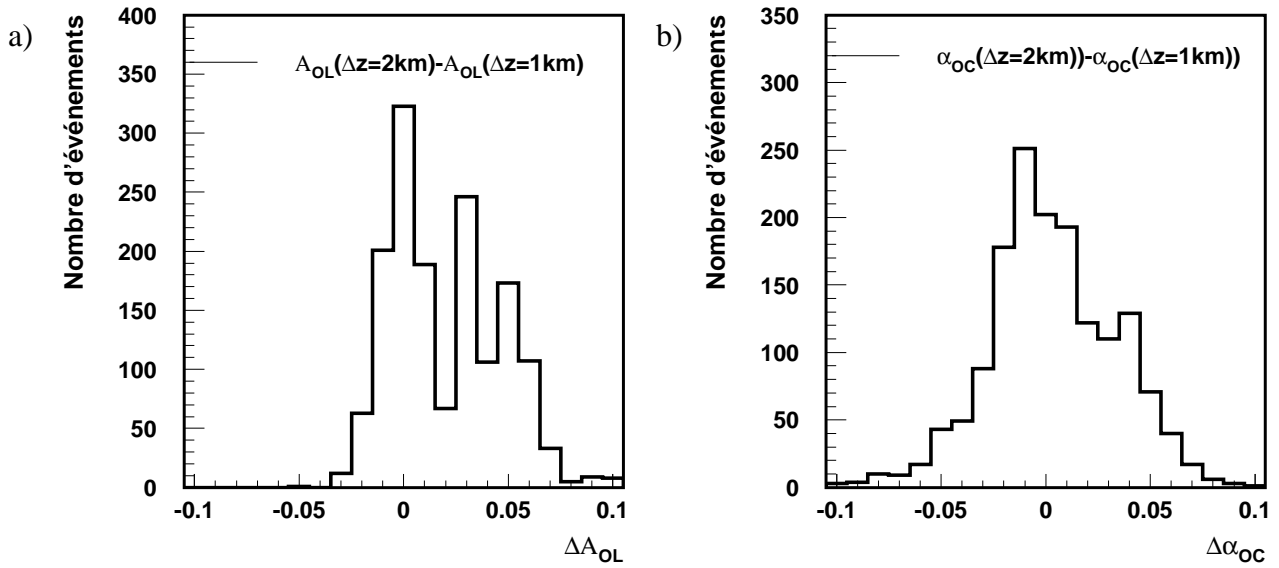


FIG 4.14 : Distribution de la différence entre l'absorptance calculée en supposant un nuage d'une épaisseur physique de 2 km et celle calculée en supposant un nuage d'une épaisseur de 1 km. b) La même différence que dans (a) dans le cas des albédos.

Nous avons également étudié la sensibilité des flux calculés à l'émissivité infrarouge du nuage. Pour ceci nous avons augmenté chaque émissivité de cirrus dans la base de données TOVS-ScaRaB de 15%, et ensuite nous avons calculé les flux en utilisant ces émissivités modifiées. Cette modification s'accompagne également, comme pour l'épaisseur physique du nuage, par un changement du IWP. La figure 4.15 montre les distributions des différences de  $A_{OL}$  ainsi que les différences des  $\alpha_{OC}$ . A partir des distributions de cette figure nous constatons que l'augmentation de l'émissivité infrarouge du cirrus provoque une diminution de l'absorptance atmosphérique (système atmosphère et nuage) d'environ 4% et une augmentation de son albédo d'environ 5%.



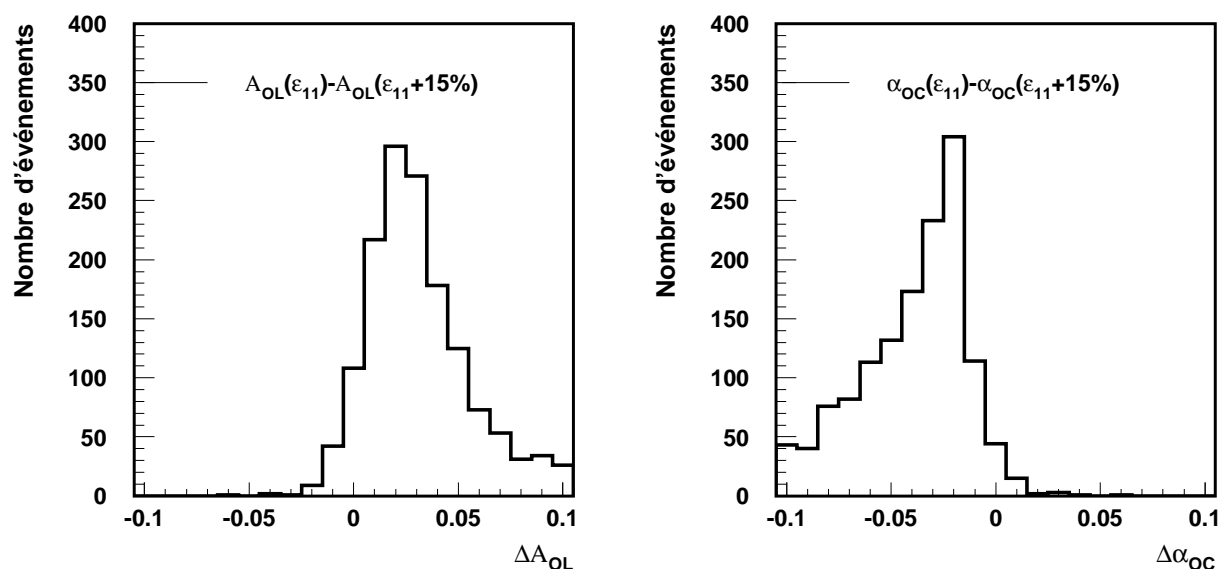


FIG. 4.15 : Distribution de la différence entre l'absorptance calculée en utilisant l'émissivité standard et celle calculée en augmentant l'émissivité de 15%. b) La même différence que dans (a) dans le cas des albédos.

Sur le tableau 4.5 nous avons récapitulé les moyennes ainsi que les déviations standards des différences entre les  $A_{OL}$  et les  $\alpha_{OC}$  standards et ceux calculés en modifiant chacun des paramètres d'entrée du modèle. Il est clair que parmi tous les paramètres atmosphériques, l'émissivité infrarouge du nuage est le paramètre qui a l'impact le plus important sur les flux calculés. La sensibilité de l'absorptance aux paramètres atmosphériques d'entrée est plus importante que la sensibilité de l'albédo. C'est pourquoi dans la suite nous nous sommes intéressés particulièrement à l'étude de l'effet des différentes paramétrisations des propriétés de diffusion sur l'albédo.

	$\Delta A_{OL}(\%)$	$\sigma A_{OL}$	$\Delta \alpha_{OC}(\%)$	$\sigma \alpha_{OC}$
Profil de température (-2 K)	2	2	-0.7	2
Profil de température (+2 K)	-4	1	-0.8	2
Profil d'humidité (+50%)	-0.4	1	-0.6	2
Epaisseur du nuage (-50hPa)	2	3	0.3	3
Emissivité du nuage (+0.15)	4	4	-5	4

TAB. 4.5 : récapitulatif des moyennes et des déviations standards des différences entre les absorptances thermiques et des albédos standards et de ceux calculés en variant chacun des paramètres atmosphériques d'entrée du modèle.

En principe nous n'avons gardé que les situations avec un seul cirrus dans la base de données TOVS-ScaRaB. Afin de vérifier l'efficacité de la procédure de détection des situations à

plusieurs couches nuageuses, nous avons confronté sur la figure 4.16 les distributions des différences entre l'albédo observé et l'albédo simulé avant et après élimination des nuages à plusieurs couches. Pour les albédos simulés nous avons supposé un  $D_e$  de 55  $\mu\text{m}$  et nous avons utilisé la paramétrisation de Baran. Comme le montre cette figure la distribution des différences entre les albédos calculés et observés après élimination des nuages à plusieurs couches est centrée autour de 0, et elle est moins large que l'autre distribution. Dans 74% des cas la valeur absolue de la différence entre les albédos après élimination des nuages à plusieurs couches est inférieure à 10% alors que ce cet accord n'est atteint que dans 54% des cas avant l'élimination de ces observations.

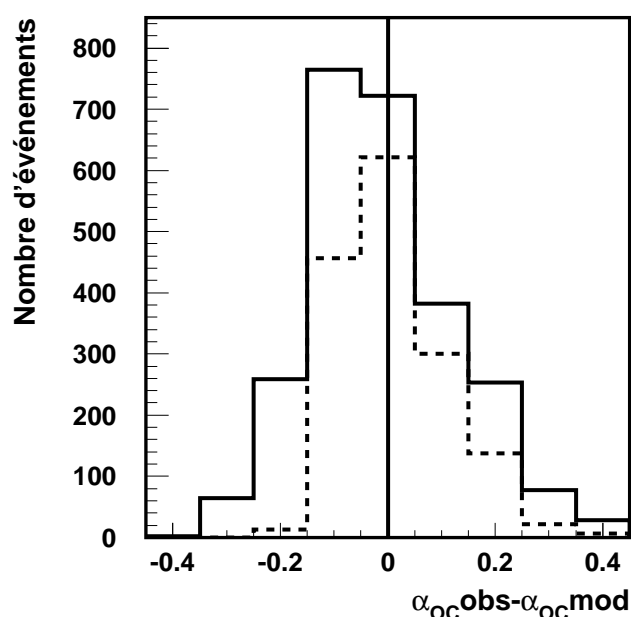


FIG. 4.16 : Distributions des différences entre les albédos observés et les albédos simulés avant élimination des nuages multicouches (—) et après élimination des multicouches (----).

### 4.3.3 Comparaison des albédos de cirrus à partir de différentes paramétrisations des propriétés de diffusion simple

Les trois approches de traitement des propriétés de diffusion et d'absorption des cristaux de glace introduites précédemment ont été développées à partir de différents principes physiques ainsi que différentes hypothèses sur la forme de ces cristaux. La paramétrisation de Baran suppose des cristaux de glace en agrégats de colonnes hexagonales, celle de Mitchell en agrégats de plaquettes hexagonales et celle de Fu en simple colonnes hexagonales. Pour une première évaluation de l'effet des ces paramétrisations sur les flux radiatifs nous avons reporté sur la figure 4.17 les albédos calculés en utilisant ces paramétrisations en fonction de l'émissivité infrarouge. Ces calculs ont été effectués pour deux  $D_e$  différents: 20  $\mu\text{m}$  et 80  $\mu\text{m}$ .

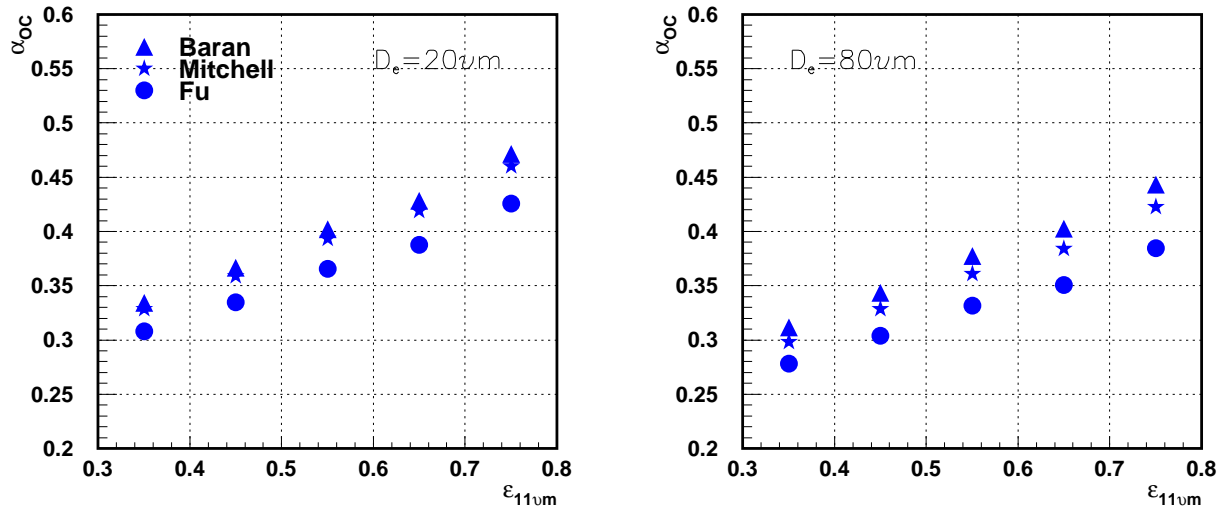


FIG. 4.17 : L'albédo onde courte en fonction de l'émissivité à 11  $\mu m$  pour un  $D_e$  de 20  $\mu m$  (à gauche) et un  $D_e$  de 80  $\mu m$  (à droite). Trois paramétrisations des propriétés de diffusion simple des cristaux de glace ont été utilisées pour calculer les albédos: celle de Baran, Mitchell et Fu.

De la figure 4.17 nous tirons les conclusions suivantes :

- L'albédo augmente avec l'émissivité infrarouge du cirrus. Ceci peut être expliqué par le fait que le IWP augmente avec l'émissivité, comme nous l'avons vu sur la figure 4.10.
- Par contre l'albédo est moins grand pour des cristaux plus grands, même si le IWP est plus grand dans ce cas pour obtenir la même émissivité. La différence en  $D_e$  de 60  $\mu m$  provoque un effet sur l'albédo jusqu'à 5%, pour les émissivités entre 0.5 et 0.7. Pour les émissivités plus faibles et plus fortes l'effet est de 2.5%.
- En général pour un cirrus à une émissivité infrarouge donnée l'albédo est plus grand (d'environ 5%) pour des compositions d'agrégats que pour des colonnes hexagonales.
- En fonction de  $D_e$ , l'albédo obtenu par la paramétrisation de Baran diminue légèrement moins vite que celui obtenu par la paramétrisation de Mitchell. Pour un  $D_e$  de 80  $\mu m$  la différence est de moins de 2%.

Ainsi cette première comparaison montre que les différences entre les paramétrisations dépendent à la fois de la taille des cristaux de glace et de l'émissivité des nuages.

En comparant les figures 4.17 et 4.10, nous concluons que les différences entre les albédos provenant des différentes paramétrisations ne s'expliquent pas seulement par une différence du IWP pour une émissivité effective infrarouge et un  $D_e$  donné : Pour un  $D_e$  de 20  $\mu m$ , le IWP issu des trois paramétrisations est pratiquement le même, par contre le cirrus est moins réfléchissant en le supposant composé de cristaux en forme de colonnes hexagonales qu'en

forme d'agrégats. Cette différence de comportement est liée au fait que dans le domaine solaire la paramétrisation de Fu prévoit des facteurs d'asymétries plus grands (Edwards et al. 2004), c'est à dire plus de diffusion en arrière. Pour un  $D_e$  de 80  $\mu\text{m}$ , cette conclusion tient toujours : les IWP issus des paramétrisations de Mitchell et de Fu sont les mêmes, par contre le cirrus composé de polycristaux est plus réfléchissant (albédo plus grand). Nous constatons également que les différences moyennes de 10  $\text{gm}^{-2}$  en IWP entre les paramétrisations de Baran et Mitchell ne se traduisent que par une différence de 2% en albédo. Ceci peut être expliqué par le fait que les coefficients d'extinction de Mitchell sont plus grands que ceux de Baran pour des cristaux d'un  $D_e$  plus grand que 40  $\mu\text{m}$ .

#### 4.3.4 Test de la cohérence des propriétés de diffusion simple entre le domaine thermique et solaire

Pour évaluer la cohérence entre le domaine thermique et le domaine solaire des paramétrisations des propriétés de diffusion simple des cristaux de glace, nous allons comparer les albédos ondes courtes déterminés à partir des mesures de ScaRaB aux albédos simulés à partir des propriétés des cirrus extraites de TOVS Path-B. Le IWP sera déterminé à partir de l'émissivité effective infrarouge du cirrus en variant  $D_e$  entre 20  $\mu\text{m}$  et 90  $\mu\text{m}$ , par pas de 10  $\mu\text{m}$ . Les calculs sont effectués en utilisant les tables de référence des trois précédentes paramétrisations. Comme on peut le déduire de la figure 4.17, une variation de  $D_e$  entre 20 et 80  $\mu\text{m}$  provoque une différence d'albédo d'environ 5%. Pour étudier un effet de cette grandeur, nous limitons notre analyse par la suite aux observations qui sont en accord avec nos simulations à mieux que 10%. Cela correspond à 80% de notre statistique.

Les figures 4.18a-c montrent la différence entre l'albédo observé et l'albédo simulé en fonction du IWP en supposant différentes valeurs de  $D_e$  et en utilisant a) la paramétrisation de Baran, b) celle de Mitchell et c) celle de Fu. L'analyse des résultats reportés sur ces figures conduit aux conclusions suivantes :

- En général, le meilleur ajustement des albédos est obtenu en supposant que  $D_e$  augmente avec le IWP du cirrus.
- La paramétrisation de Fu, supposant des cristaux de glace en forme de colonnes hexagonales, donne des albédos qui sont en accord avec les observations seulement pour des cirrus d'un IWP inférieur à 30  $\text{gm}^{-2}$ .
- Les paramétrisations de Baran et de Mitchell, supposant des cristaux de glace en forme d'agrégats, donnent une meilleure cohérence entre les albédos simulés et observés. En effet, en augmentant le  $D_e$  de 20  $\mu\text{m}$  pour des cirrus d'un IWP de 15  $\text{gm}^{-2}$  jusqu'à 90  $\mu\text{m}$  pour des cirrus d'un IWP de 65  $\text{gm}^{-2}$  les différences entre les albédos observés et simulés restent alors inférieures à 2%.

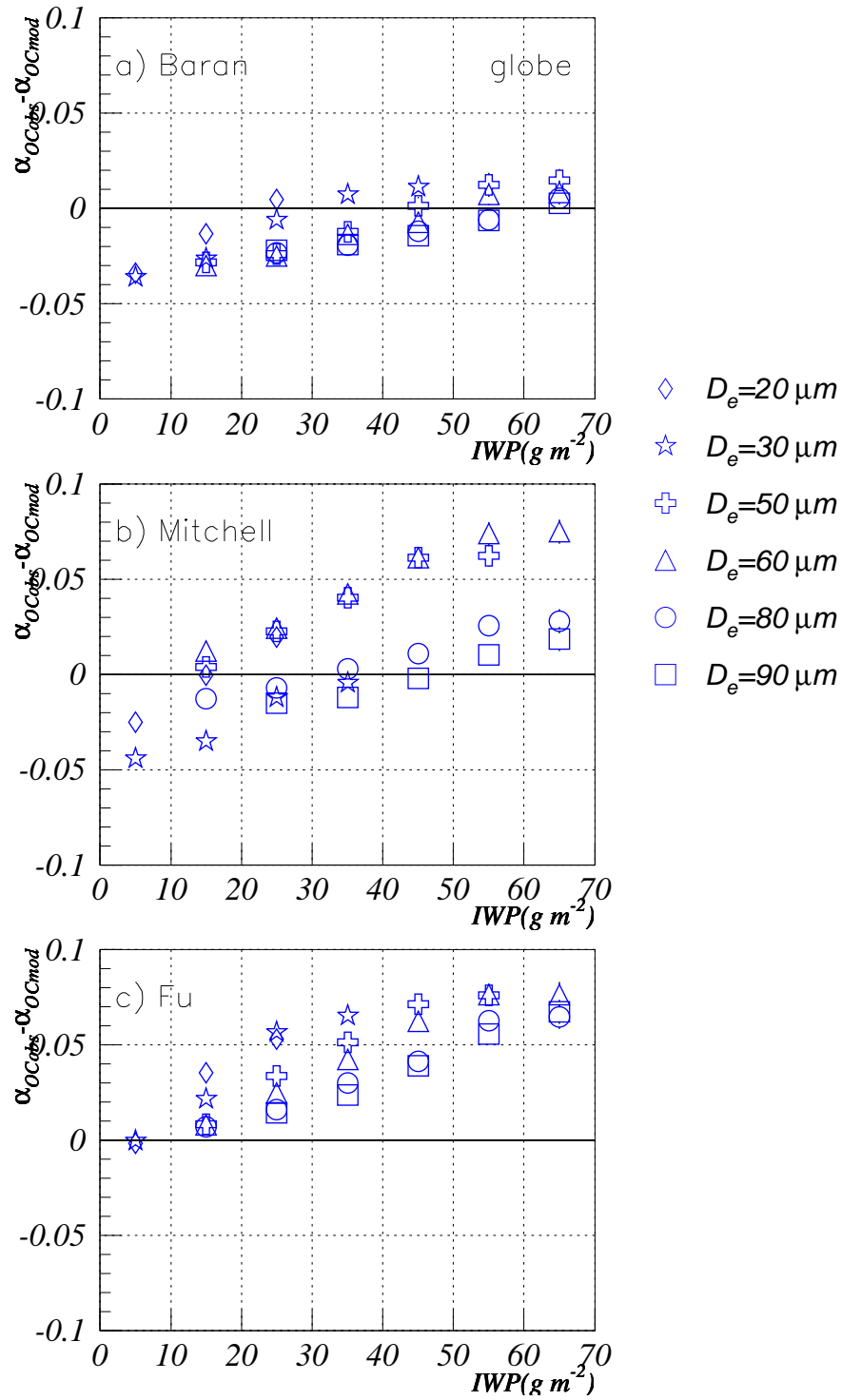


FIG. 4.18 : Différences entre les albédos observés et les albédos simulés en fonction de l'épaisseur en glace pour 6 valeurs de  $D_e$  et pour les paramétrisations : a) Baran, b) Mitchell et c) Fu.

#### 4.3.4.1 Corrélation entre $D_e$ et IWP par l'ajustement des albédos

Pour aller un pas plus loin, nous essayons d'obtenir des distributions de  $D_e$  qui donnent d'une manière significative le meilleur accord entre les albédos simulés et observés. Pour chaque observation de la base TOVS-ScaRaB, nous avons calculé une moyenne de  $D_e$ , pondérée par l'inverse du carré de la différence entre l'albédo observé et l'albédo simulé en variant  $D_e$  entre 10 et 90  $\mu\text{m}$  par pas de 10  $\mu\text{m}$  (équation 4.31). Ainsi pour un  $D_e$  donné, plus l'albédo simulé est proche de l'albédo observé, plus ce  $D_e$  aura un poids important dans la moyenne.

$$\langle D_e \rangle_{IWP} = \frac{\sum_{i=1}^9 \frac{D_e^i}{[\alpha_{OCobs} - \alpha_{OCmod}(D_e^i)]^2}}{\sum_{i=1}^9 \frac{1}{[\alpha_{OCobs} - \alpha_{OCmod}(D_e^i)]^2}} \quad (4.31)$$

et  $D_e^i = \{10\mu\text{m}, 20\mu\text{m}, \dots, 90\mu\text{m}\}$

Les figures 4.19a-c montrent les distributions régionales (tropiques et moyennes latitudes) de  $\langle D_e \rangle_{IWP}$  et de IWP pour les paramétrisations de a) Baran, b) Mitchell et c) Fu. Le IWP correspond au  $D_e$  le plus proche de  $\langle D_e \rangle_{IWP}$ . A partir de ces figures nous constatons qu'en moyenne, pour les trois paramétrisations, les  $D_e$  qui correspondent à la meilleure cohérence entre les albédos observés et simulés, sont plus grands dans les régions tropicales que dans les moyennes latitudes. Ces différences régionales sont bien en accord avec les résultats obtenus dans le chapitre 3. Les IWP sont légèrement plus faibles dans les tropiques.

Sur la figure 4.20a les moyennes de  $\langle D_e \rangle_{IWP}$  sont montrées en fonction de IWP pour les trois paramétrisations des propriétés de diffusion simple. Pour que ces moyennes soient significatives, nous n'avons représenté que des points contenant un minimum de nombre d'événements supérieur à 50. La corrélation obtenue par ajustement des albédos entre  $D_e$  et IWP correspond à une forte croissance de  $D_e$  en fonction de IWP pour les IWP jusqu'à 30  $\text{gm}^{-2}$ . Au delà de ce seuil, la croissance de  $D_e$  est moins importante. Ce résultat est valable pour les trois paramétrisations.

Afin de comparer la cohérence entre les albédos observés et simulés à partir des trois paramétrisations, nous montrons sur la figure 4.20b les différences entre ces albédos en fonction de IWP. Comme pour le IWP, l'albédo simulé est celui obtenu à partir du  $D_e$  le plus proche de  $\langle D_e \rangle_{IWP}$ . Cette figure confirme les conclusions sur la figure 4.18.

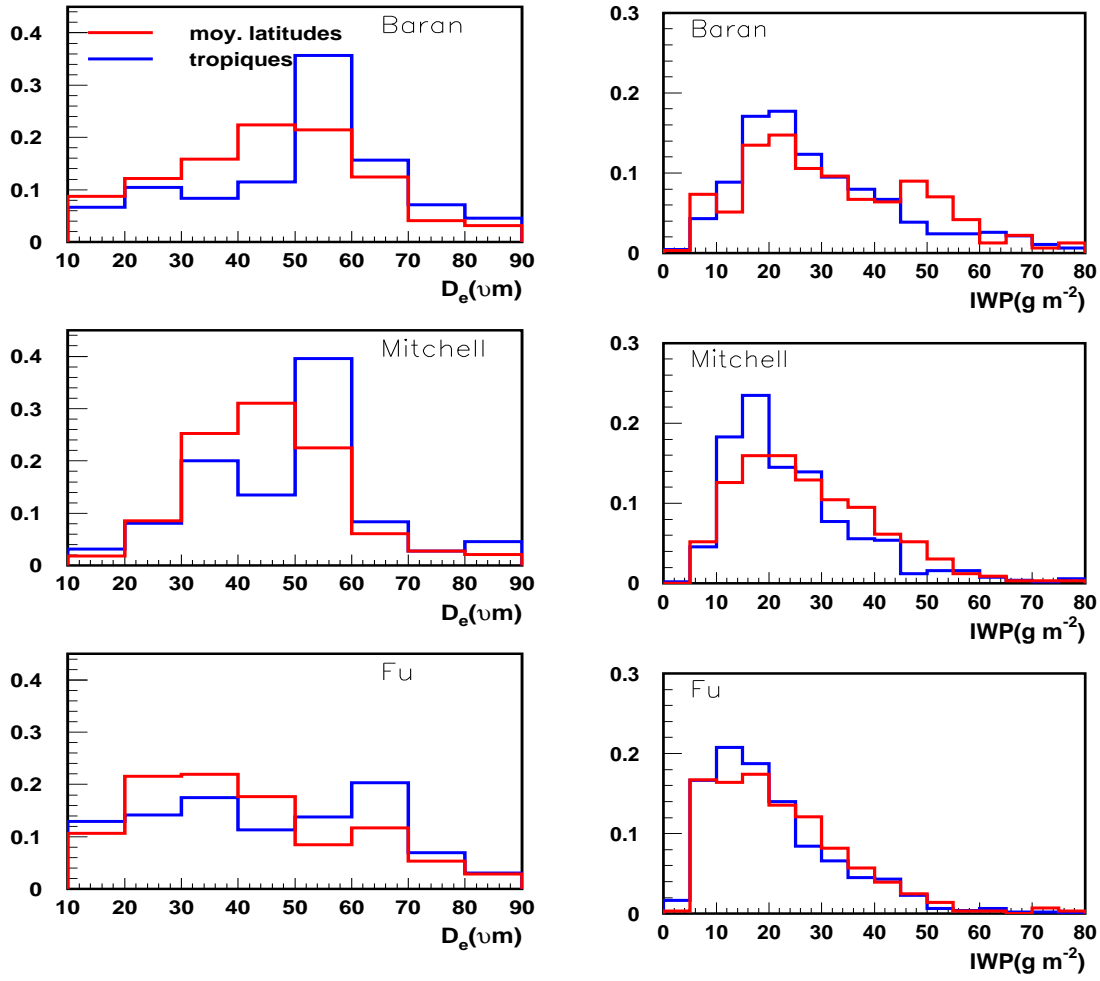


FIG. 4.19 : Distributions régionales de  $\langle D_e \rangle_{IWP}$  et de IWP correspondant au meilleur accord entre les albédos simulés et observés.

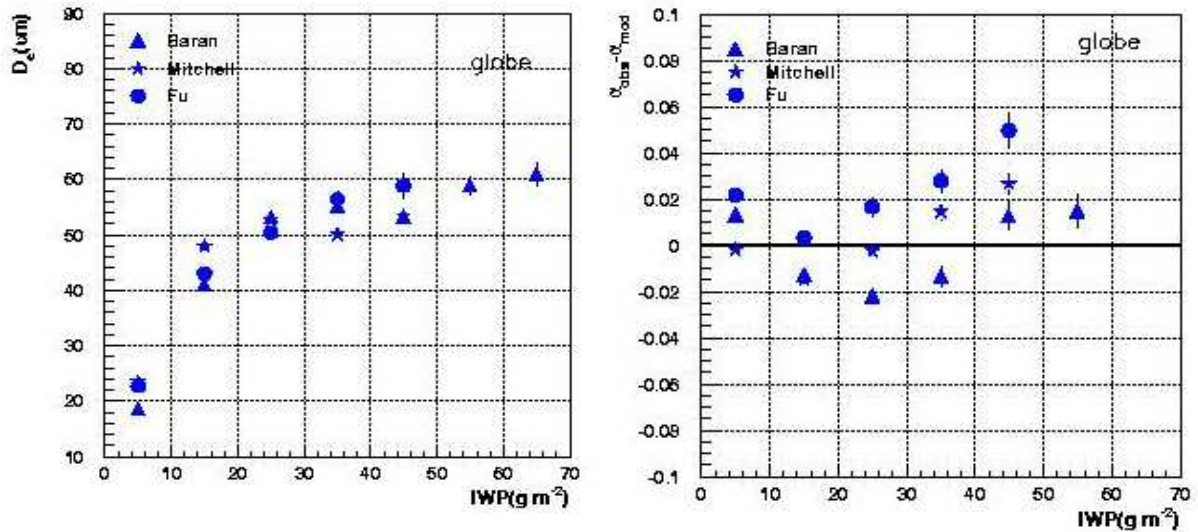


FIG. 4.20 : Moyennes de  $\langle D_e \rangle_{IWP}$  et différence entre l'albédo observé et l'albédo simulé en fonction de IWP. Les valeurs de IWP et de l'albédo simulé ont été calculées à partir de  $\langle D_e \rangle_{IWP}$ .

Pour une évaluation de  $\langle D_e \rangle_{IWP}$  obtenu par ajustement des albédos, nous avons comparé les différences entre l'albédo observé et l'albédo simulé correspondant au  $\langle D_e \rangle_{IWP}$  avec les différences entre l'albédo observé et l'albédo simulé en supposant un  $D_e$  fixe à 55  $\mu\text{m}$ . Cette valeur de  $D_e$  correspond à la moyenne globale obtenue à partir des observations de TOVS. Les deux distributions des différences d'albédo sont reportées sur la figure 4.21. Comme il apparaît de cette figure, l'albédo correspondant au  $\langle D_e \rangle_{IWP}$  est en meilleur accord avec l'albédo observé que celui obtenu en supposant une valeur fixe de 55  $\mu\text{m}$ .

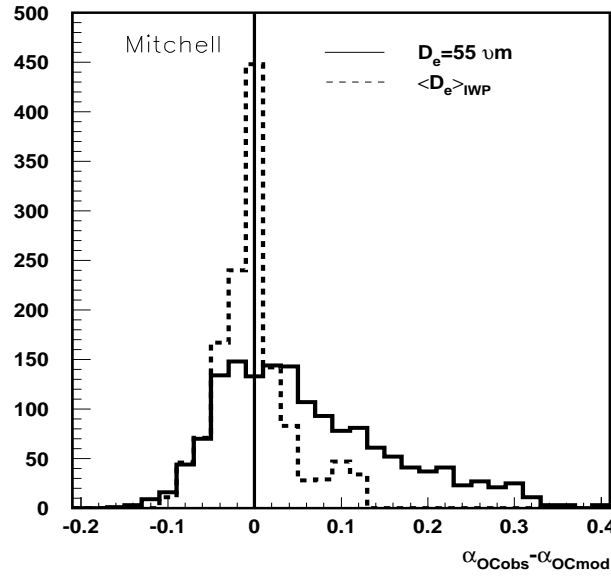


FIG. 4.21 : Différences entre les albédos observés et simulés à partir de la paramétrisation de Mitchell : a) simulations en utilisant le  $D_e$  fixe à 55  $\mu\text{m}$  (trait plein), b) simulations en utilisant le  $\langle D_e \rangle_{IWP}$  obtenu par l'ajustement des albédos (trait pointillé).

#### 4.3.4.2 Evaluation d'une paramétrisation de $D_e$ en fonction de T

Comme nous avons pu constater des figures 4.18a-c, l'albédo est bien affecté par la taille effective des particules de glace des cirrus, c'est pourquoi il est nécessaire de bien estimer ce paramètre dans les modèles de climat. Nos études dans le chapitre 3 ont montré que ce paramètre dépend à la fois des conditions dynamique et thermodynamique des atmosphères sous-jacentes aux cirrus. Cependant dans un grand nombre de modèles de climat la taille effective des particules de glace est déterminée en fonction de la température du cirrus (Kristjansson et al., 2000) ou du IWP du cirrus (par ex. : McFarlane et al., 1992).

Dans ce qui suit, nous nous sommes intéressés à l'évaluation de la paramétrisation de  $D_e$  appliquée dans le modèle de climat du MetOffice. Cette paramétrisation a été développée à partir des analyses d'un certain nombre de spectre de taille (Mitchell et al., 1996).  $D_e$  est exprimé en fonction de la température du cirrus par les équations :

$$D_e = 975.51 \mu\text{m} \times \exp(0.05 \text{ K}^{-1}(T-279.5 \text{ K}))+0.66 \mu\text{m} \quad \text{pour } T \leq 216.21 \text{ K} \quad (4.32a)$$



$$D_e = 175.44 \mu\text{m} \times \exp(0.05 \text{ K}^{-1}(T - 279.5 \text{ K})) + 34.45 \mu\text{m} \quad \text{pour } T > 216.21 \text{ K} \quad (4.32b)$$

Ainsi pour chacune des observations de la base TOVS-ScaRaB,  $D_e$  a pu être déterminé à partir de la température du cirrus. Ensuite le IWP a été calculé à partir de ce  $D_e$  et de l'émissivité du cirrus. En moyenne globale nous obtenons un  $D_e$  de 59  $\mu\text{m}$ .

Pour évaluer cette paramétrisation, nous présentons sur la figure 4.22 des distributions de différence entre les albédos observés et simulés en utilisant le  $D_e$  calculé à partir de la température (trait plein) et en utilisant le  $\langle D_e \rangle_{\text{IWP}}$  obtenu par l'ajustement des albédos (trait pointillé). Cette figure démontre qu'une paramétrisation de  $D_e$  en fonction de la température est moins en accord qu'une paramétrisation qui prendra en compte le IWP.

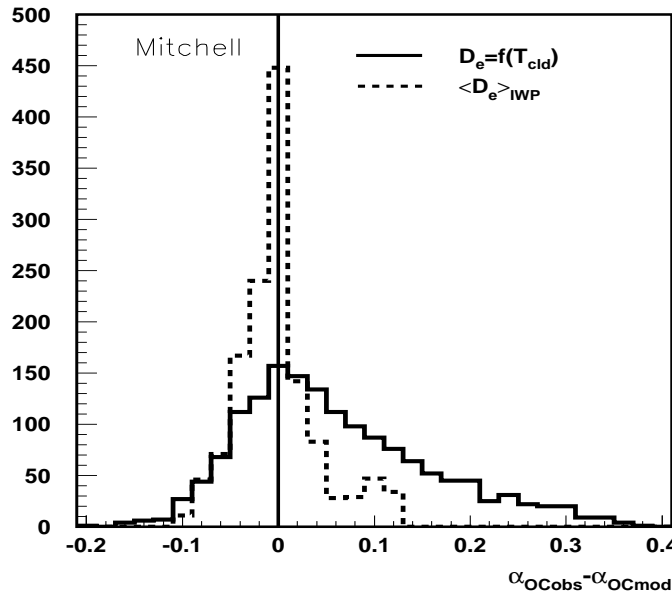


FIG. 4.22 : Différences entre les albédos observés et simulés à partir de la paramétrisation de Mitchell : a) simulations en utilisant le  $D_e$  calculé à partir de la température du cirrus (trait plein), b) simulations en utilisant le  $\langle D_e \rangle_{\text{IWP}}$  obtenu par l'ajustement des albédos (trait pointillé).

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cherché à déterminer la représentation la plus appropriée des propriétés microphysiques des cirrus pour le traitement du rayonnement dans les modèles de climat. Pour cette étude, les flux radiatifs déterminés à partir des observations de ScaRaB sont comparés à ceux calculés par le modèle de transfert radiatif du MetOffice. Pour le traitement de la diffusion et de l'absorption par les cristaux de glace des cirrus, trois paramétrisations des propriétés de diffusion simple ont été étudiées : celle de Baran, de Fu et de Mitchell. Ces paramétrisations reposent sur différents principes physiques ainsi que sur différentes hypothèses sur la forme des cristaux de glace. Les conclusions suivantes ont pu être tirées :

- L'hypothèse des cristaux de glace en forme de colonnes hexagonales, paramétrisation de Fu, donne des albédos simulés en accord avec ceux observés pour des cirrus à faibles épaisseurs en glace ( $\text{IWP} < 30 \text{ gm}^{-2}$ ).

- L'hypothèse des cristaux de glace en forme d'agrégats, paramétrisation de Mitchell et celle de Baran, est mieux appropriée pour le traitement du rayonnement car elle donne un meilleur accord entre les albédos observés et ceux simulés. En effet, en supposant des  $D_e$  qui augmentent en fonction de IWP, les différences entre les albédos restent inférieures à 2%.
- En fin, nous avons démontré qu'une paramétrisation de la taille effective des cristaux de glace des cirrus en fonction de leur épaisseur en glace est mieux adaptée pour le calcul des flux qu'une paramétrisation en fonction de la température des cirrus.



# Conclusions et perspectives

---

Les cirrus jouent un rôle prépondérant dans la balance énergétique du système terre-atmosphère. Leur impact radiatif dépend de leurs propriétés physiques et microphysiques. Différentes études ont mis en évidence les divergences entre les résultats des simulations climatiques qui sont liées aux différences entre les processus de traitement des propriétés nuageuses (par ex. : Cess et al., 1990 ; 1996). Actuellement, ni la valeur absolue ni le signe de la rétroaction des cirrus par rapport à un changement climatique ne sont connus avec exactitude. Seule l'observation des propriétés des cirrus à différentes échelles permet de comprendre, et donc de mieux représenter, leur impact sur le climat. Les observations satellitaires offrent la possibilité d'étudier les propriétés nuageuses à une échelle globale et sur de longues périodes.

Les travaux présentés dans cette thèse portent sur l'étude des propriétés des cirrus déterminées à partir des observations de TOVS en synergie avec trois autres types de données :

- les observations du sommet et de la base des nuages à partir du premier lidar embarqué dans l'espace LITE (Lidar In-space Technology Experiment)
- les paramètres atmosphériques des ré-analyses du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT ou ECMWF, European Centre of Medium Weather Forecast)
- et les flux radiatifs déterminés à partir du radiomètre ScaRaB (Scanner for Radiation Budget)

La combinaison des données de la base TOVS Path-B et des profils de rétro-diffusion du lidar LITE nous a permis d'évaluer l'altitude des nuages de TOVS Path-B. Cette analyse a montré que l'altitude de nuage TOVS Path-B correspond bien au milieu de nuage.

La combinaison des observations de TOVS et des ré-analyses ERA-40 de l'ECMWF nous a permis d'analyser les corrélations, à une échelle globale et une période de quatre années, entre les propriétés microphysiques des cirrus semi-transparents et les propriétés dynamiques et thermodynamiques de leur atmosphère sous-jacente. Ces analyses ont montré que :

- L'épaisseur en glace, IWP, des cirrus a tendance à légèrement augmenter avec sa température tandis que le diamètre effectif des cristaux de glace,  $D_e$ , (des cirrus froids) ne dépend pas de ce paramètre.

- Les corrélations entre  $D_e$  et le IWP sont différentes entre les cirrus des moyennes latitudes et les cirrus des tropiques.
- De fortes corrélations ont été relevées entre l'humidité de l'atmosphère et  $D_e$  et le IWP. Ces corrélations dépendent de la situation dynamique : les plus importantes valeurs de IWP sont liées aux situations humides avec de fortes ascendances tandis que les importantes valeurs de  $D_e$  sont liées aux situations humides avec de faibles vents horizontaux et verticaux.

Dans une dernière étape, nous avons évalué la cohérence des paramétrisations entre le domaine thermique et le domaine solaire des propriétés de diffusion des cristaux de glace. Trois différentes paramétrisations ont été étudiées : celle de Baran, de Fu et de Mitchell. Ces paramétrisations ont été développées à partir de différents principes physiques ainsi que différentes hypothèses sur la forme de ces cristaux. Cette étude a montré que :

- La paramétrisation de Fu, développée en supposant des cristaux de forme de colonne hexagonale, donne des albédos en cohérence avec les albédos observés pour des cirrus à faible épaisseur en glace.
- Le meilleur accord peut être obtenu en utilisant les paramétrisations de Baran et de Mitchell, supposant des cristaux de glace en forme d'agrégats, et en prenant des  $D_e$  qui augmentent en fonction de l'épaisseur en glace. Dans ce cas, les différences entre les albédos observés et simulés restent alors inférieures à 2%.

Le travail réalisé pendant ma thèse a, entre autres, mis en évidence le rôle significatif de la forme des particules sur l'effet radiatif des cirrus. La résolution spectrale des sondeurs TOVS ne permet pas la caractérisation de la forme des particules des cirrus. La nouvelle génération des sondeurs infrarouge AIRS (Atmospheric InfraRed Sounder) constitue un instrument de choix pour réaliser ce type d'étude. Sa très fine résolution permettra d'accéder à une meilleure compréhension des impacts radiatifs des cirrus. Au lieu d'étudier une différence d'émissivités entre deux longueurs d'ondes, comme avec TOVS (entre 8 et 11  $\mu\text{m}$ ), le comportement spectral des cirrus sera étudié plus en détail sur un plus grand intervalle de longueur d'ondes. Parmi les 2378 canaux infrarouge de AIRS, 51 canaux couvrent le domaine spectral pertinent pour les nuages de glace (8.0 - 12.5  $\mu\text{m}$ ), ce qui permettra d'une part une meilleure détermination du diamètre effectif des cristaux de glace des cirrus et d'autre part une comparaison détaillée des paramétrisations des propriétés de diffusion des cristaux de glace.

L'utilisation des données AIRS pour une étude de la microphysique des cirrus s'inscrira également dans le cadre de la préparation de la mission CALIPSO, programme conjoint de la NASA et du CNES, qui combine un lidar de rétro-diffusion avec un spectromètre et une camera dans le domaine visible ainsi qu'un radiomètre infrarouge. Cette mission volera en 2005 en formation avec le satellite AQUA (sur laquelle se trouve également l'instrument AIRS) ainsi qu'avec un autre mini-satellite CloudSat contenant un radar. Les instruments passifs de télédétection ne fournissent aucune information sur l'épaisseur géométrique des nuages ni sur la présence de nuages multicouches. Grâce aux deux instruments actifs (le lidar

à bord de CALIPSO et le radar à bord de CloudSat), il deviendra possible d'obtenir des informations sur la structure verticale des nuages.



# Annexe

## Correlations between microphysical properties of large-scale semi-transparent cirrus and the state of the atmosphere

C. J. Stubenrauch \*, F. Eddounia, G. Rädcl

*C. N. R. S. / IPSL Laboratoire de Météorologie Dynamique, Ecole Polytechnique,  
91128 Palaiseau cédex, France*

\* Corresponding author. E-mail address: stubenrauch@lmd.polytechnique.fr

submitted in August 2003, revised in December 2003,  
**in press in Atmospheric Research** since April 2004

### Abstract

By making use of TOVS Path-B satellite retrievals and ECMWF reanalyses, correlations between bulk microphysical properties of large-scale semi-transparent cirrus (visible optical thickness between 0.7 and 3.8) and thermodynamic and dynamic properties of the surrounding atmosphere have been studied on a global scale. These clouds constitute about half of all high clouds. The global averages (from 60°N to 60°S) of mean ice crystal diameter,  $D_e$ , and ice water path (IWP) of these clouds are 55  $\mu\text{m}$  and 30  $\text{gm}^{-2}$ , respectively. IWP of these cirrus is slightly increasing with cloud-top temperature, whereas  $D_e$  of cold cirrus does not depend on this parameter. Correlations between  $D_e$  and IWP of large-scale cirrus seem to be different in the midlatitudes and in the tropics. However, we observe in general stronger correlations between  $D_e$  and IWP and atmospheric humidity and winds deduced from the ECMWF reanalyses:  $D_e$  and IWP increase both with increasing atmospheric water vapour. There is also a good distinction between different dynamical situations: In humid situations, IWP is on average about 10  $\text{gm}^{-2}$  larger in regions with strong large-scale vertical updraft only than in regions with strong large-scale horizontal winds only, whereas the mean  $D_e$  of cold large-scale cirrus decreases by about 10  $\mu\text{m}$  if both strong large-scale updraft and horizontal winds are present.

### 1. Introduction

Cirrus clouds (semi-transparent ice clouds) cover about 30% of the globe (e. g., Wylie and Menzel, 1999). Their radiative effect due to changes of their microphysical properties can vary significantly (e. g., Kristjansson et al., 2000; Edwards et al., this issue). In General Circulation Models these microphysical properties, such as dominating ice crystal shape and sizes, must be predicted from available macrophysical quantities, such as temperature, ice water path and winds (e. g. McFarlane et al., 1992; Donner et al., 1997; Kristjansson et al., 1999). Most utilised relationships have been established only for a few places on earth and for very limited time periods (e. g. Heymsfield and Platt, 1984; McFarquar and Heymsfield,



1996; Korolev et al., 2001). The use of satellite observations allows to obtain a more coherent image of the validity of these correlations found in regional field campaigns.

Since 1979, the TIROS-N Operational Vertical Sounder (TOVS) instruments (Smith et al., 1979) aboard the NOAA Polar Orbiting Environmental Satellites have measured radiation emitted and scattered from different levels of the atmosphere, and therefore are an important tool for a continuous survey of the state of the atmosphere over the whole globe. Their relatively high spectral resolution yields reliable cirrus properties, day and night (e.g., Wylie et al., 1994, Stubenrauch et al., 1999a). Mean effective ice crystal diameters,  $D_e$ , of cirrus clouds are retrieved by taking advantage of the fact that spectral cirrus effective emissivity differences between 11 and 8  $\mu\text{m}$  depend on this parameter (Stubenrauch et al., 1999b; Rädcl et al., 2003). This method is sensitive to diameters up to 80  $\mu\text{m}$ , and is applied to large-scale semi-transparent cirrus (visible optical thickness between 0.7 and 3.8). Ice water path (IWP) is then determined from the cirrus effective emissivity at 11  $\mu\text{m}$  and the retrieved  $D_e$ . The averages of these quantities over a period of four years (1987 to 1991) and the globe from 60°N to 60°S are 55  $\mu\text{m}$  and 30  $\text{gm}^{-2}$ , respectively.

In this article we study seasonal and regional variations of these quantities as well as correlations with atmospheric properties. Atmospheric humidity and dynamical properties of the atmosphere, such as horizontal and vertical winds, have been extracted from the ERA40 reanalyses of the European Centre for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF). For this analysis, we have combined TOVS Path-B and ERA40 data for four summers and winters (from 1987 until 1991).

After a short description of the retrieval of cirrus physical properties and their bulk microphysical properties,  $D_e$  and IWP, we present their regional and seasonal variations (section 2). Section 3 explores correlations between  $D_e$ , IWP and cloud-top temperature. Atmospheric properties deduced from the ERA40 reanalysis are presented in section 4, and correlations between  $D_e$ , IWP, atmospheric humidity and winds are studied in section 5. Conclusions and an outlook are given in section 6.

## 2. Cloud properties from TOVS Path-B

The TOVS system consists, in particular, of two sounders: the High resolution Infrared Radiation Sounder (HIRS/2) with 19 infrared (IR) spectral channels between 3.7 and 15  $\mu\text{m}$  and one visible (VIS) channel (0.7  $\mu\text{m}$ ) and the Microwave Sounding Unit (MSU) with four microwave channels around 5 mm. In order to convert these measured radiances into atmospheric properties, complex inversion algorithms are necessary. At present, the TOVS Path-B dataset (Scott et al., 1999) provides eight years of atmospheric temperature profiles (in 9 layers) and water vapor profiles (in 4 layers) as well as cloud and surface properties at a spatial resolution of 1° latitude x 1° longitude. A fast line-by-line radiative transfer model (4A, Scott and Chédin, 1981) and a huge collection of radiosonde measurements of temperature, humidity and pressure that are grouped by atmospheric conditions are used to generate the

Thermodynamic Initial Guess Retrieval (TIGR) database for the initial guess of the atmospheric temperature profile retrieval (Chédin et al., 1985; Chevallier et al., 1998).

Clouds are detected at HIRS spatial resolution (17 km at nadir) by a succession of threshold tests, which depend on the simultaneous MSU radiance measurements that probe through the clouds. To insure more coherence with the MSU spatial resolution (~100 km at nadir), the HIRS radiances are averaged separately over clear pixels and over cloudy pixels within 100 km x 100 km regions. Average cloud-top pressure and effective cloud emissivity over cloudy pixels are obtained from four radiances in the 15  $\mu\text{m}$   $\text{CO}_2$  absorption band (with peak responses from 400 to 900 hPa levels in the atmosphere) and one in the 11  $\mu\text{m}$  IR atmospheric window by minimizing a weighted  $\chi^2$  (Stubenrauch et al., 1999c). The method is based on the coherence of the effective cloud emissivity, obtained from the five wavelengths at the pressure level of the real cloud. We employ the term effective emissivity, because scattering effects are included. The cloud-top temperature,  $T_{\text{cld}}$ , is determined from cloud-top pressure,  $p_{\text{cld}}$ , by using the retrieved atmospheric temperature profile. High clouds are defined as clouds with  $p_{\text{cld}} < 440$  hPa, as in the International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) (Rossow and Schiffer, 1999).

### *2.1 Retrieval of mean effective ice crystal size and ice water path of large-scale semi-transparent cirrus*

The mean effective ice crystal diameter,  $D_e$ , can be considered as an effective photon path of the ice crystal size distribution and is defined by (Mitchell, 2002):

$$D_e = \frac{3}{2} \frac{IWC_s + IWC_l}{\rho_i(P_s + P_l)} \quad (1)$$

where  $\rho_i$  is the bulk density of ice and is assumed to have the value of  $0.92 \text{ g cm}^{-3}$ ,  $IWC_s$  and  $IWC_l$  are the ice water contents, and  $P_s$  and  $P_l$  are the projected areas, corresponding to number densities of small and large particle modes (with maximum dimension smaller and larger than 20  $\mu\text{m}$ ), respectively. Bimodal size distributions are predicted from growth processes of water vapour deposition and aggregation (e. g., Arnott et al., 1995; McFarquar and Heymsfield, 1996), and have been confirmed by in situ measurements of cirrus made with instruments capable of accurately measuring particles with maximum dimension smaller than 20  $\mu\text{m}$  (Mitchell et al., 1996; Mace et al., 1998). In the case of a broader tropical size distribution (Mitchell et al., 1999) the retrieved  $D_e$  would be underestimated by about 20% (Rädel et al., 2003).

The retrieval of  $D_e$  of large-scale semi-transparent cirrus as well as sensitivity studies have been described in detail by Rädel et al. (2003). The cirrus effective emissivity at 8  $\mu\text{m}$  should be smaller than or equal to the one at 11  $\mu\text{m}$ , depending on  $D_e$ . The effective emissivity difference is largest for small ice crystals (about 0.3 for  $D_e = 5 \mu\text{m}$ ). It becomes negligible for ice crystal diameters of about 80  $\mu\text{m}$ .

Cirrus effective emissivities,  $\epsilon$ , at 8.3 and 11.1  $\mu\text{m}$  are computed from the measured brightness temperatures  $T_B^m$ , cloud-top temperature  $T_{\text{cld}}$  and surface temperature  $T_{\text{surf}}$ . To

transform the retrieved cirrus effective emissivities into  $D_e$ , we compare them to look-up tables. These have been constructed from radiative transfer computations (Key and Schweiger, 1998) for a homogeneous ice cloud of 1 km thickness, with a top at 10 km, containing planar polycrystals distributed according a bimodal  $\Gamma$ -size distribution. The lapse rate is assumed as 6.5°C/km. Since the TOVS Path-B dataset provides simultaneous information on cloud properties and atmospheric profiles, we compute the cirrus emissivities by taking out atmospheric water vapor contributions from the measured radiances. Therefore, we can compare the cirrus effective emissivity difference between 8 and 11  $\mu\text{m}$  to simulations not taking into account the atmosphere, contrary to approaches which use brightness temperature differences. The latter have to be compared to simulations under a certain assumption of the underlying atmosphere.

To reduce the contribution of partly covered pixels, the ice crystal size retrieval is only performed for overcast high clouds, with all HIRS pixels cloudy over an area of 1° latitude x 1° longitude. The frequency of occurrence of all high clouds reaches from about 30% in the midlatitudes to about 60% in the tropics (e. g., Stubenrauch et al., 1999a; Wylie and Menzel, 1999). The frequency of occurrence of large-scale high clouds lies only about 10 % below those of all high clouds (Fig. 6 in Rädcl et al., 2003). Since the retrieval in the IR is mainly based on spectral absorption difference, it performs only for semi-transparent cirrus clouds (IR effective emissivity between 0.3 and 0.85 or visible optical thickness between 0.7 and 3.8). This category of high clouds constitutes about two third of all large-scale high clouds. The  $D_e$  retrieval is influenced by the increase of pixel size and path of the emitted radiation received by the HIRS radiometer with viewing zenith angle. Therefore, we limit the  $D_e$  retrieval to cirrus clouds identified under a viewing zenith angle up to 25°.

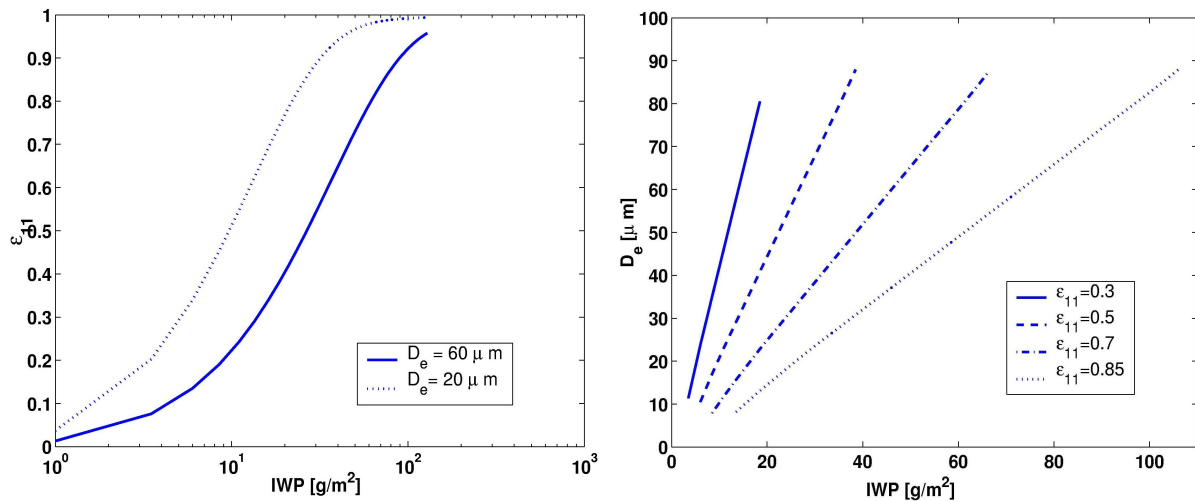


Fig. 1: a) Simulated cirrus effective emissivity at 11  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_{11}$ , as a function of ice water path, IWP, for two different mean effective ice crystal diameters  $D_e$ , and b) possible values of  $D_e$  and IWP for four distinct simulated cirrus effective emissivities.

Once  $D_e$  is retrieved from the cirrus effective emissivity difference between 8.3 and 11.1  $\mu\text{m}$ , the ice water path (IWP) can be obtained from  $D_e$  and  $\epsilon(11\mu\text{m})$ , because the emissivity is a function of IWP and  $D_e$ . Therefore, another set of look-up tables has been created from these simulations. Fig. 1a presents the cirrus effective emissivity at 11 $\mu\text{m}$  as a function of IWP, simulated for two mean effective ice crystal diameters. From this figure we deduce that the same cirrus effective emissivity (for example 0.6) can be reached by small  $D_e$  (20  $\mu\text{m}$ ) and IWP (10  $\text{g m}^{-2}$ ) or by large  $D_e$  (60  $\mu\text{m}$ ) and IWP (30  $\text{g m}^{-2}$ ). Fig. 1b shows which ranges of  $D_e$  and IWP can produce a given cirrus effective emissivity, using the same simulation. In the case of optically thin cirrus,  $D_e$  varies stronger within a small IWP range whereas in the case of optically thicker cirrus,  $D_e$  varies within a larger IWP range.

## 2.2 Regional and seasonal variations of IWP and $D_e$

At present we have determined the mean effective ice crystal diameters and IWP of large-scale cirrus clouds from NOAA-10 TOVS observations. We present data covering the period from June 1987 until May 1991, at local observation times at 7h30 and 19h30.

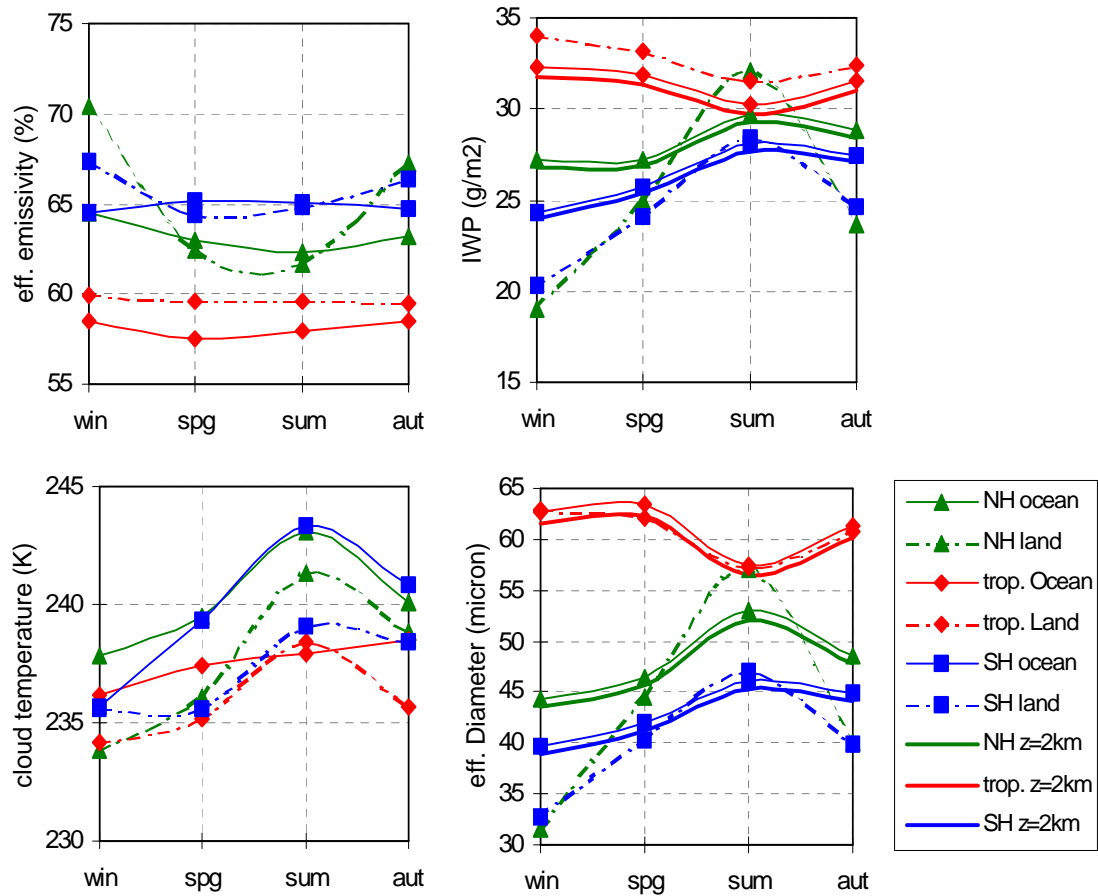


Fig. 2: Average cirrus effective emissivity (right), mean ice crystal diameter (middle) and IWP (left) of large-scale semi-transparent cirrus as function of season. Four-year averages over three latitude bands (Northern hemisphere midlatitude, tropics and Southern hemisphere midlatitude) are shown separately for land and ocean. Data were averaged using NOAA-10 TOVS observations from June 1987 until May 1991. Statistical errors are negligible.

Fig. 2 presents the seasonal variation of cirrus effective emissivity, cloud-top temperature, IWP and  $D_e$ , separately for ocean and land of the three latitude bands NH midlatitudes (30°N-60°N), tropics (15°N-15°S) and SH midlatitudes (30°S-60°S). IWP and  $D_e$  are on average the largest in the tropical region.

From this figure we conclude the following:

- Large-scale semi-transparent cirrus have on average a smaller effective emissivity (0.57 over ocean and 0.60 over land) in the tropics than in the midlatitudes (0.63 in NH and 0.66 in SH). However, their average IWP is larger ( $33 \text{ gm}^{-2}$ ) than the average IWP in the midlatitudes ( $28 \text{ gm}^{-2}$ , except summer). Their mean effective ice crystal diameter ( $60 \text{ }\mu\text{m}$ ) is then also larger than the average  $D_e$  in the midlatitudes ( $50 \text{ }\mu\text{m}$ , except during summer over NH land).
- Differences in cirrus effective emissivity between tropical ocean and land mainly result from differences in IWP.
- Large-scale semi-transparent cirrus in the tropics have no remarkable seasonal cycle in cirrus effective emissivity, IWP and  $D_e$ .
- Large-scale semi-transparent cirrus in the midlatitudes reveal a seasonal cycle, with larger IWP and  $D_e$  in summer than in winter. The seasonal cycle of IWP and  $D_e$  is also stronger over land than over ocean. Cloud-top temperature in the midlatitudes is also higher in summer than in winter.
- Over ocean during all seasons, IWP and  $D_e$  are slightly larger in the Northern Hemisphere than in the Southern Hemisphere.

Since retrieved  $D_e$  and IWP can have biases linked to different assumptions (see Table 1 in Rädcl et al., 2003), we have investigated the effect of doubling the cloud geometrical thickness (from 1 km to 2 km), by recalculating new look-up tables. These results, shown in addition in Fig. 2 for ocean, are very similar. Therefore, the seasonal variation cannot be explained by a variation of cloud geometrical thickness.

The global average IWP ( $33 \text{ gm}^{-2}$ ) of the large-scale semi-transparent cirrus studied here seems to be reasonable compared to the global average IWP (over four months from 1987 to 1988) of all high clouds which has been determined by an analysis of combined data from ISCCP and the Special Sensor Microwave/Imager (SSM/I) (Lin and Rossow, 1996) as  $70 \text{ gm}^{-2}$ , since the latter IWP also includes convective high clouds. This latter value corresponds to the difference of ISCCP total water path of cold ( $T_{\text{cl}} < 273 \text{ K}$ ) non precipitating clouds and LWP determined by SSM/I (not sensitive to ice). Seasonal variations in the midlatitudes of the IWP of all cold non precipitating clouds are dominated by the appearance of winter storm tracks (clouds with large optical thickness). Therefore, the IWP of all cold non precipitating clouds is larger in winter than in summer. These winter storm tracks are not included in our

analysis. However, both analyses agree on the fact that IWP is slightly larger in the Northern hemisphere than in the Southern Hemisphere.

### 3. Correlations between IWP, $D_e$ and $T_{\text{cld}}$

In the following, we study correlations between IWP,  $D_e$  and cloud-top temperature  $T_{\text{cld}}$ , since several climate models predict  $D_e$  as a function of  $T_{\text{cld}}$  or of IWP. Until now, these parameterisations (e. g., Kristjansson et al., 2000; McFarlane et al., 1992) were developed from restricted in-situ data, where  $D_e$  and the corresponding cloud temperature  $T$  were often measured somewhere within the cirrus clouds. Fig. 3 presents the average IWP and  $D_e$  of all large-scale cirrus clouds between 60°N and 60°S as a function of  $T_{\text{cld}}$ . Whereas IWP increases steadily over the whole temperature range (from 200 K to 270 K) from 20  $\text{gm}^{-2}$  to 35  $\text{gm}^{-2}$ , the behaviour of  $D_e$  with cloud temperature is not so clear. For cold temperatures ( $T_{\text{cld}} < 235$  K), there is no dependence, whereas for warmer temperatures  $D_e$  increases slightly from 50 to 62  $\mu\text{m}$ . As has been shown by various in situ measurements, more water droplets are included in the cloud at higher temperatures (e. g., Cober et al., 2001; Korolev et al., 2003). The inclusion of water droplets would lead to a slight overestimation of  $D_e$  (Rädel et al., 2003; Yang et al., 2003). Therefore it is difficult to draw conclusions on the relation between  $D_e$  and  $T_{\text{cld}}$  for  $T_{\text{cld}} > 235$  K. However, several in situ measurements (Donovan and van Lammeren, 2002, Korolev et al., 2003) have shown that for cirrus with temperatures larger than 240 K,  $D_e$  seems to increase with temperature.

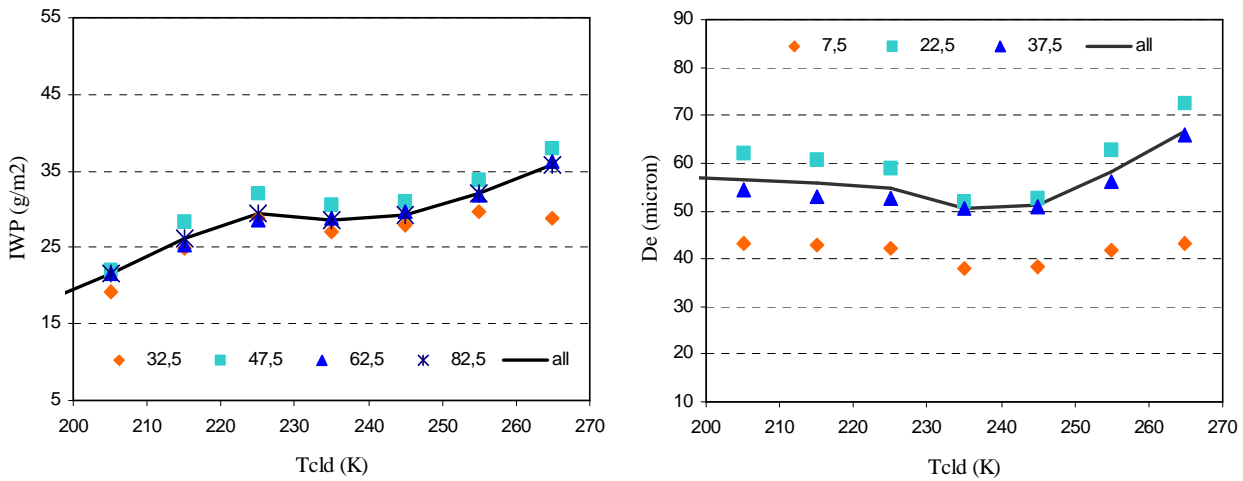


Fig. 3: Average IWP (left) and ice crystal diameter  $D_e$  (right) of large-scale semi-transparent cirrus as function of cloud temperature. The full line represent four-year averages over the globe from 60°N to 60°S. In addition, IWP averages are shown separately for four  $D_e$  intervals and  $D_e$  averages for three IWP intervals. Statistical errors are negligible.

In situ measurements of cirrus at various sites (e. g. Heymsfield and Platt, 1984; Mace et al., 2001, Korolev et al., 2003) demonstrated an increase of IWC with mid-cloud temperature.

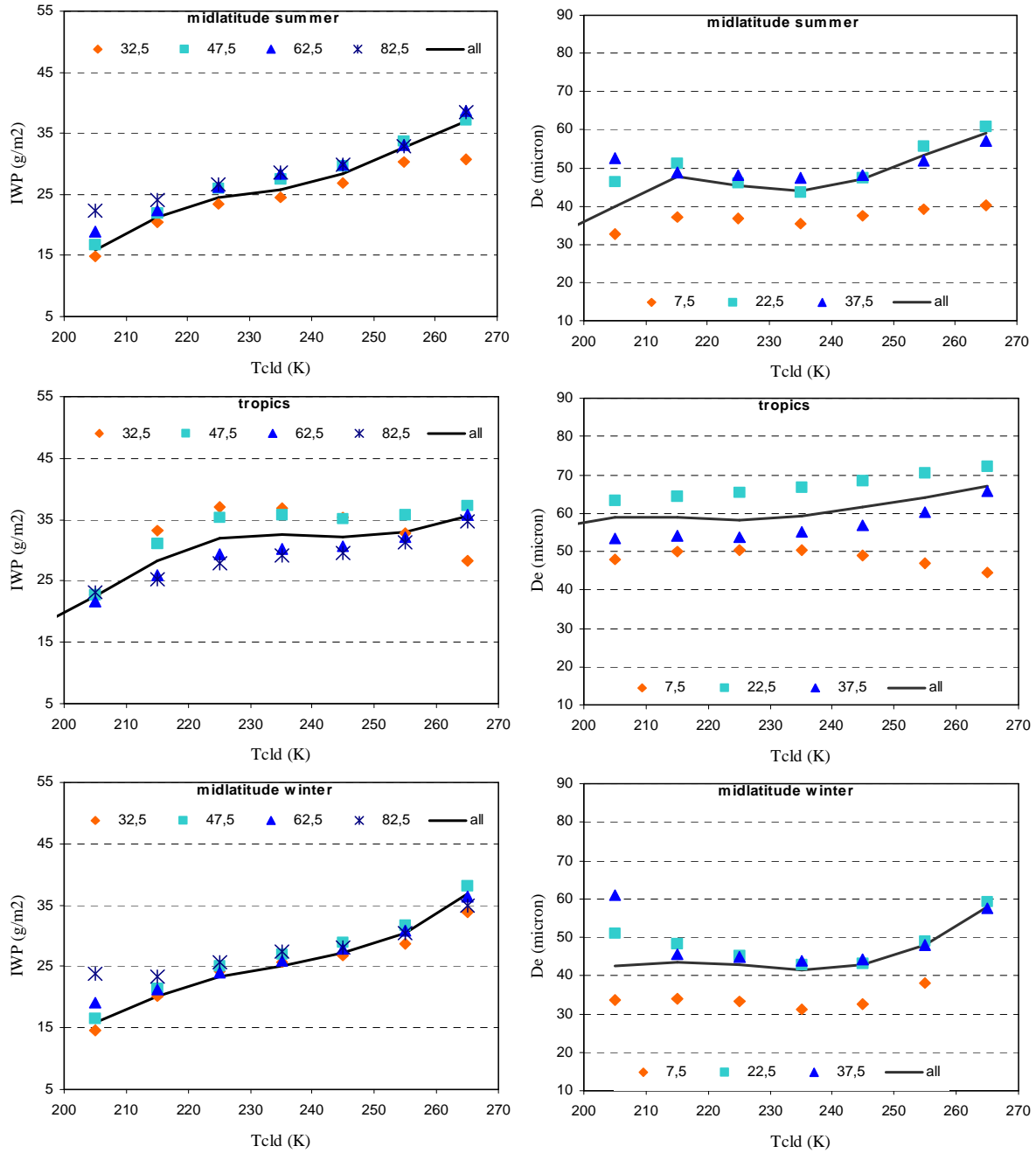


Fig. 4: Average IWP (left) and  $D_e$  (right) of large-scale semi-transparent cirrus as function of cloud temperature, separately for midlatitude summer (from 1987 to 1990), tropics and midlatitude winter (from 1988 to 1991). The full lines represent four-year averages. In addition,  $D_e$  averages are shown separately for three IWP intervals and IWP averages for four  $D_e$  intervals. Statistical errors are negligible.

In Fig. 3 the slope of the IWP increase seems to change slightly around  $T_{cld}$  of 235 K: The slope is smaller for warmer temperatures. This can be linked either to different processes of cloud formation (the probability of homogeneous freezing increases with decreasing temperature) (e. g., Khain et al., 2000), or again to the fact that at higher temperatures more

water droplets are included in the cloud. A study of mixed-phase frontal clouds by Korolev et al. (2003) has revealed that the IWC increases less with temperature when more and more water droplets are included in the cloud.

We refine our analysis by studying separately four different  $D_e$  intervals ( $25 - 40 \mu\text{m}$ ,  $40 - 55 \mu\text{m}$ ,  $55 - 70 \mu\text{m}$  and  $70 - 90 \mu\text{m}$ ) and three different IWP intervals ( $0 - 15 \text{ gm}^{-2}$ ,  $15 - 30 \text{ gm}^{-2}$  and  $30 - 45 \text{ gm}^{-2}$ ). The dependence of IWP and  $D_e$  on  $T_{\text{cld}}$  for the respective intervals is also shown in Fig. 3. One observes only a small scatter of IWP due to different  $D_e$  (about  $5 \text{ gm}^{-2}$ ), whereas the scatter of  $D_e$  due to different IWP is large (up to  $30 \mu\text{m}$ ) and is certainly larger than the dependence on  $T_{\text{cld}}$ . This means that on a global scale no correlation between  $D_e$  and  $T_{\text{cld}}$  can be established (for cold temperatures), whereas the IWP in general increases with  $T_{\text{cld}}$ .

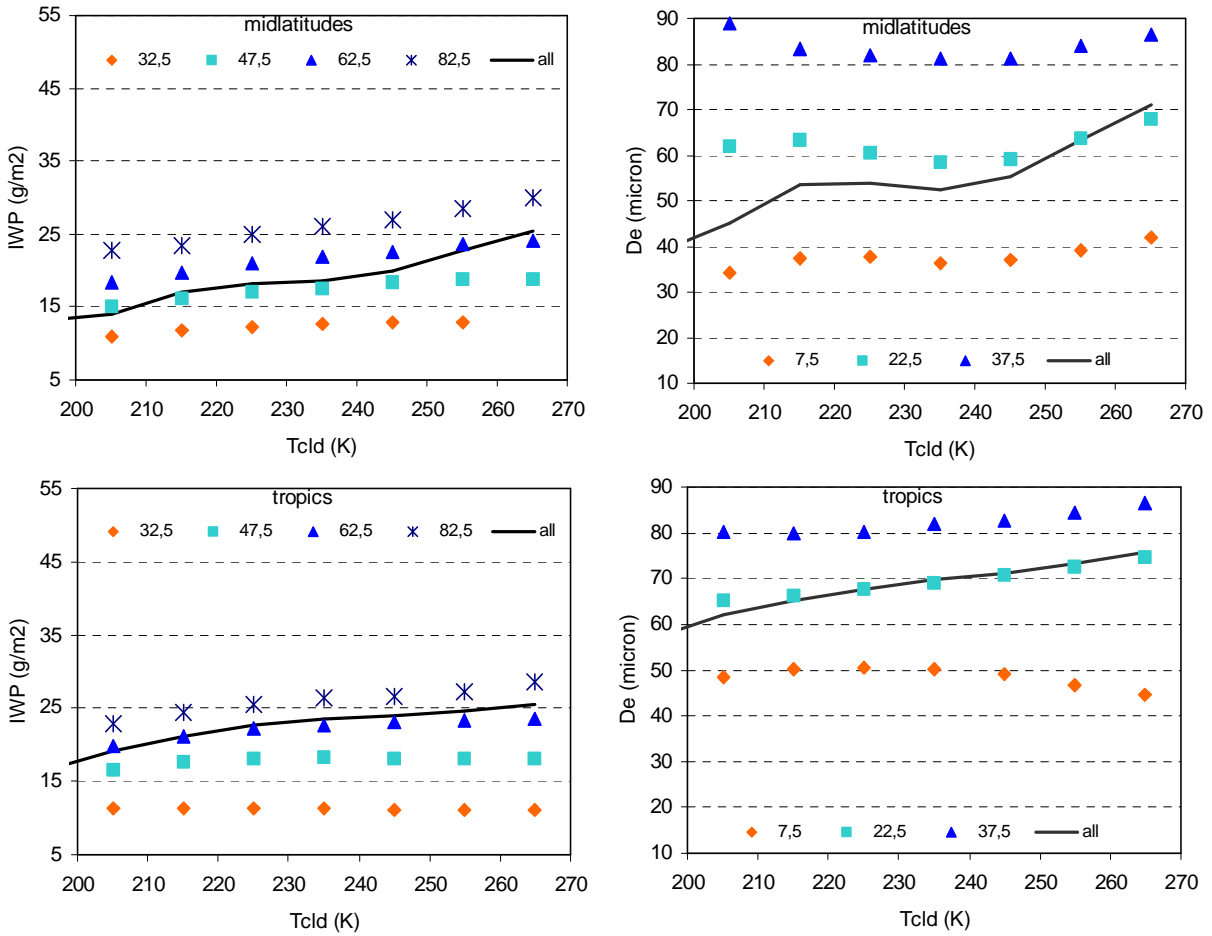


Fig. 5: Average IWP (left) and  $D_e$  (right) of large-scale optically thin cirrus ( $0.30 < \varepsilon < 0.55$ ) as function of cloud temperature, separately in the midlatitudes (above) and in the tropics (below). The full lines represents four-year averages over summer (from 1987 to 1990) and winter (from 1988 to 1991). In addition, IWP and  $D_e$  averages are shown separately for different  $D_e$  and IWP intervals ( $25-40 \mu\text{m}$ ,  $40-55 \mu\text{m}$ ,  $55-70 \mu\text{m}$ ,  $70-90 \mu\text{m}$ ;  $0-15 \text{ gm}^{-2}$ ,  $15-30 \text{ gm}^{-2}$ ,  $30-45 \text{ gm}^{-2}$ ), respectively. Statistical errors are negligible.



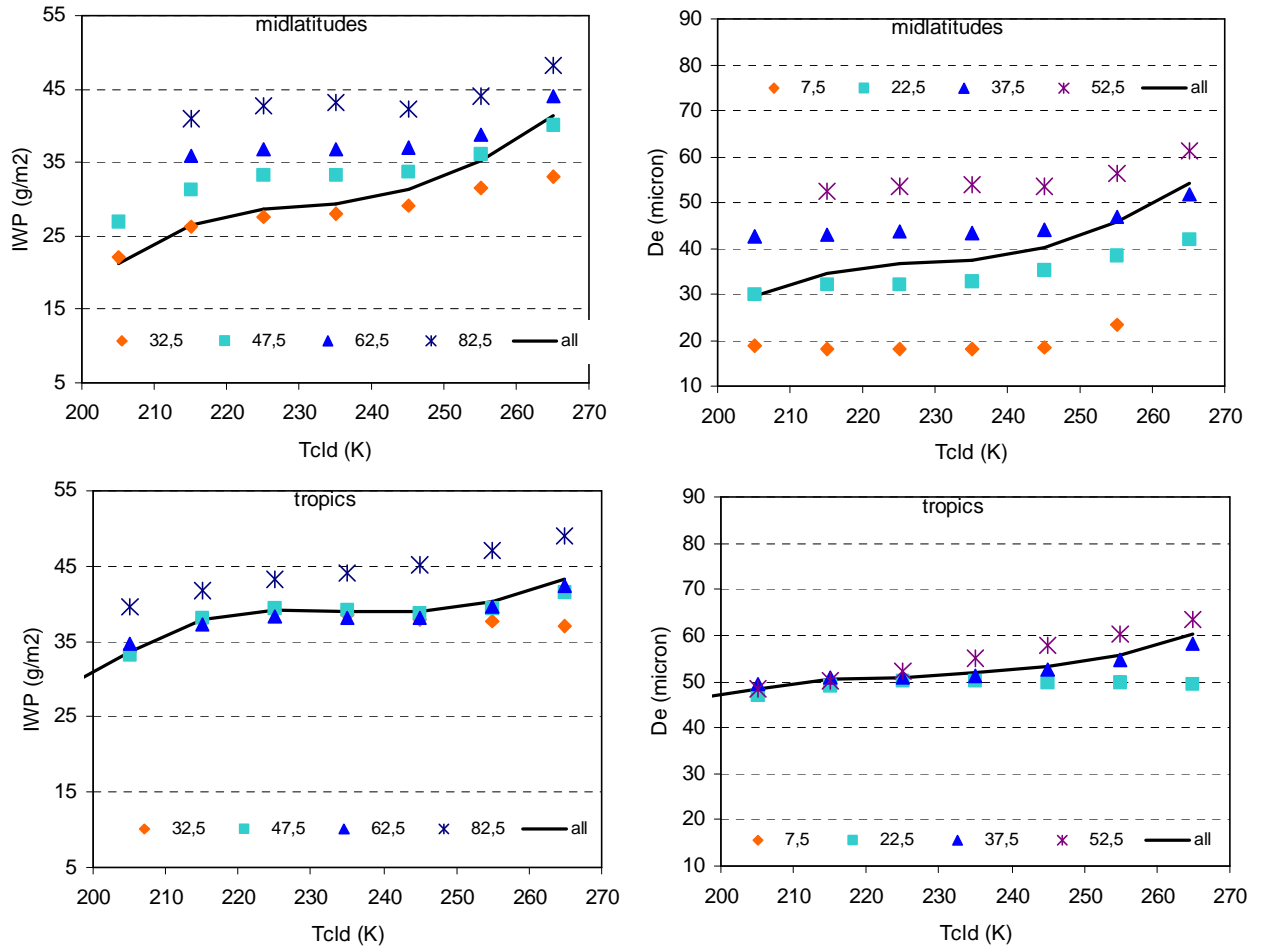


Fig. 6: Average IWP (left) and  $D_e$  (right) of large-scale optically thicker cirrus ( $0.85 > \epsilon > 0.55$ ) as function of cloud temperature, separately in the midlatitudes (above) and in the tropics (below). The full lines represents four-year averages over summer (from 1987 to 1990) and winter (from 1988 to 1991). In addition, IWP and  $D_e$  averages are shown separately for four different  $D_e$  and IWP intervals ( $25\text{--}40\text{ }\mu\text{m}$ ,  $40\text{--}55\text{ }\mu\text{m}$ ,  $55\text{--}70\text{ }\mu\text{m}$ ,  $70\text{--}90\text{ }\mu\text{m}$ ;  $0\text{--}15\text{ gm}^{-2}$ ,  $15\text{--}30\text{ gm}^{-2}$ ,  $30\text{--}45\text{ gm}^{-2}$ ,  $45\text{--}60\text{ gm}^{-2}$ ), respectively. Statistical errors are negligible.

In the following we study these relations regionally and seasonally. Figs. 4 show the dependence of IWP and  $D_e$  on  $T_{\text{cld}}$  for midlatitude summer, tropics and midlatitude winter. Whereas IWP of large-scale semi-transparent cirrus increases steadily with  $T_{\text{cld}}$  in the midlatitudes (both summer and winter, and indifferent on  $D_e$ ), it increases in the tropics only for  $T_{\text{cld}} < 235\text{ K}$ . The increase in the tropics also depends on  $D_e$ : it is stronger for smaller ice crystals. As can be seen in section 4, these cases could be attached to situations with different large-scale vertical updraft. Stith et al. (2002) deduce from their analysis of cirrus in the tropics that highest concentrations of small particles are found in updraft regions whereas larger crystals are found near downdraft situations.  $D_e$  of large-scale semi-transparent cirrus varies in all regions more with IWP than with  $T_{\text{cld}}$ .

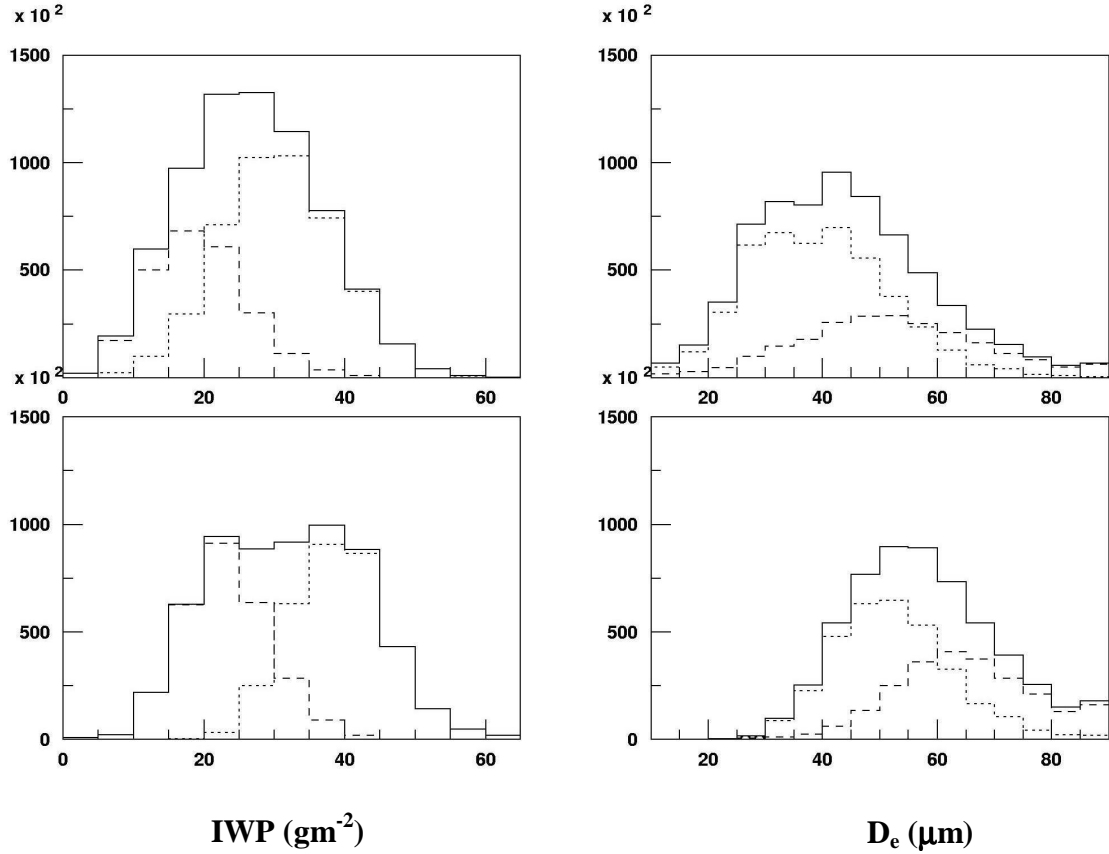


Fig. 7: Distributions of IWP (left) and  $D_e$  (right) of large-scale all semi-transparent cirrus (—), optically thin (-----) and optically thicker cirrus (·····), separately in the midlatitudes (above) and in the tropics (below).

### 3.1 Distinction between optically thin and thick cirrus

Field campaigns often measure microphysical properties of specific types of cirrus. In the following we separate further the large-scale cirrus into those with a relatively small effective emissivity ( $0.30 < \epsilon(11\mu\text{m}) < 0.55$ ) and those with a relatively large effective emissivity ( $0.55 < \epsilon(11\mu\text{m}) < 0.80$ ). Figs. 5 and 6 present the average IWP and  $D_e$  as a function of cloud-top temperature, separately for optically thin cirrus (left) and optically thick cirrus (right), in the midlatitudes (above) and in the tropics (below). Whereas, as expected, the average IWP is smaller in the case of optically thin clouds than in the case of optically thick clouds, it is interesting to note that the opposite is observed for the average  $D_e$ , as well in the midlatitudes as in the tropics. As we have seen in Fig. 3, on global average the IWP at a certain cloud-top temperature does not depend on  $D_e$ , whereas the global  $D_e$  is scattered by about  $20 \mu\text{m}$ , depending on IWP. By separating optically thin and thicker cirrus, this spread increases for  $D_e$  up to  $40 \mu\text{m}$  for optically thin cirrus in the midlatitudes ( $D_e$  increasing from small IWP towards larger IWP), whereas for optically thicker cirrus in the tropics  $D_e$  is on average about  $50 \mu\text{m}$ , independently of IWP. However, IWP is also spread due to  $D_e$ , by about  $15 \text{ gm}^{-2}$  in the midlatitudes and for optically thin cirrus in the tropics. Only for optically thicker cirrus in

the tropics the spread is small (less than  $5 \text{ gm}^{-2}$ ). Also, by differentiating optically thin and thicker cirrus and different regions, the cloud-top temperature dependence of IWP is not as clear anymore. This means that there are more important variables determining IWP and  $D_e$  of cirrus. Before introducing other atmospheric variables in section 4, we explore in the next paragraph the correlations between  $D_e$  and IWP.

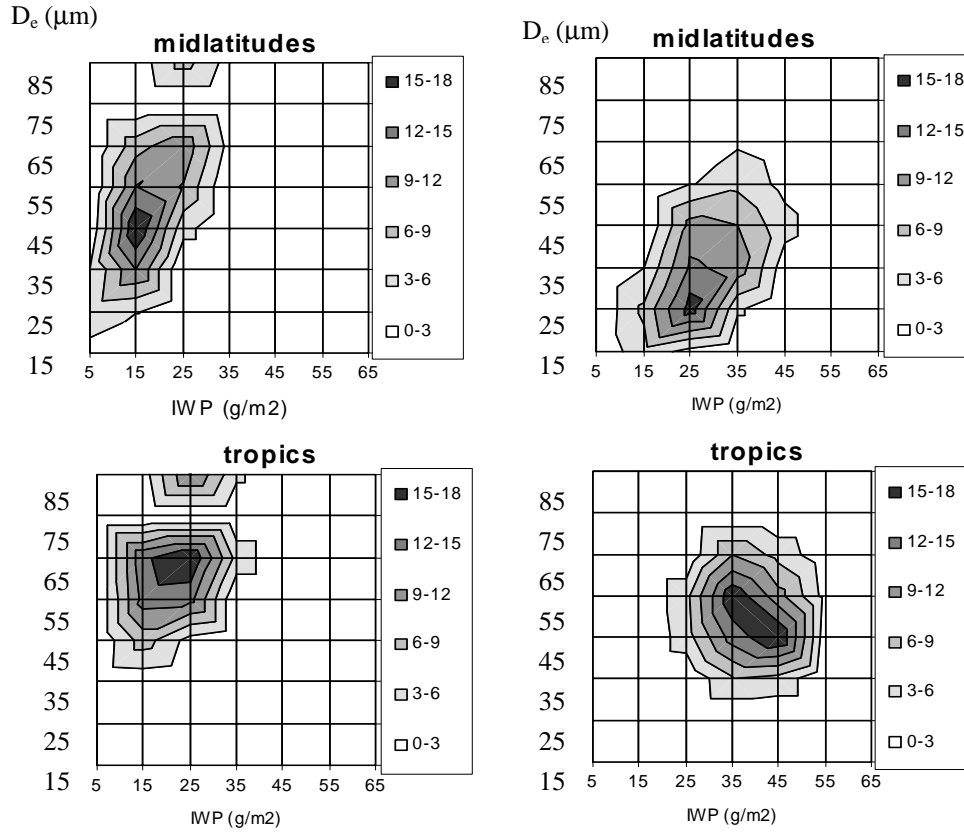


Fig. 8: Two-dimensional frequency distributions in  $D_e$  and IWP, separately for optically thin ( $0.30 < \epsilon < 0.55$ , left) and optically thicker cirrus ( $0.85 > \epsilon > 0.55$ , right), in the midlatitudes (above) and in the tropics (below). Data are collected from four summers and winters.

### 3.2 Correlation between $D_e$ and IWP

Analyses of different field campaigns (e. g., Heymsfield, 1977; Heymsfield and Platt, 1984), have revealed positive correlations between  $D_e$  and IWP. Radiative transfer simulations also show that the same cirrus effective emissivity can be obtained by a cirrus with smaller IWP and  $D_e$  or by a cirrus with larger IWP and  $D_e$  (Fig. 1b). For the same spread in  $D_e$  however the range of possible IWP values is much smaller for small effective emissivities than for larger emissivities. It is interesting to investigate how IWP and  $D_e$  are distributed in nature. Fig. 7 presents IWP and  $D_e$  distributions of all large-scale semi-transparent cirrus in the midlatitudes and in the tropics, as well as for optically thin and thicker cirrus. The IWP distribution is slightly broader in the tropics, whereas the  $D_e$

distribution is broader in the midlatitudes. Optically thin and thicker cirrus have well separated distributions in the tropics, and their widths are very similar. The IWP distributions are limited to values smaller than  $65 \text{ gm}^{-2}$ , even if physically possible values for these cirrus lie up to  $100 \text{ gm}^{-2}$  (Fig. 1b). This can be explained by the fact that optically thicker cirrus seem in general to have a smaller  $D_e$  population. The difference in IWP and  $D_e$  between optically thin and thicker cirrus is stronger in the tropics than in the midlatitudes.

In a next step, we consider in Figs. 8 two-dimensional distributions of  $D_e$  and IWP for these cirrus, separately in the midlatitudes and in the tropics. These distributions show that most of the cirrus have rather concentrated values of IWP and  $D_e$ . These maxima are however different between optically thin and thicker cirrus ( $45 \text{ }\mu\text{m}$  and  $15 \text{ gm}^{-2}$ ,  $25 \text{ }\mu\text{m}$  and  $25 \text{ gm}^{-2}$  in midlatitudes;  $65 \text{ }\mu\text{m}$  and  $23 \text{ gm}^{-2}$ ;  $40 \text{ }\mu\text{m}$  and  $40 \text{ gm}^{-2}$  in tropics). In addition, these figures reveal different correlations between  $D_e$  and IWP. In the midlatitudes,  $D_e$  increases with IWP, with a stronger slope for optically thin than for thicker cirrus. This positive correlation has also been observed by Korolev et al. (2001) in optically thin continental cirrus during the cold season (October to March).

The correlation between  $D_e$  and IWP in the tropics is quite different: for optically thin cirrus the correlation is still slightly positive, but for optically thicker cirrus in the tropics we observe a negative correlation. This could perhaps be explained by a different formation process. If optically thicker cirrus are closer to the convective cells in the tropics, there has been an analysis by Stith et al. (2002) of convective regions in the tropics, revealing smaller ice crystals near the strong updraft regions (close to the convective cell, with larger IWP) and larger ice crystals in weaker updraft regions (in the anvil with smaller IWP).

For a further investigation, we relate the TOVS cirrus properties to parameters describing the state of the atmosphere.

## **4. Atmospheric properties related to large-scale semi-transparent cirrus**

### *4.1 Humidity and wind fields from the ECMWF ERA-40 reanalyses*

The ECMWF reanalysis ERA-40 (e. g. Courtier et al., 1998; Andersson et al., 1998) is based on the Integrated Forecast System and makes use of conventional observations as well as of multi-channel satellite radiances (from TOVS) through a three dimensional variational assimilation. It also includes a one dimensional variational assimilation of total column water content and surface wind speed using the Special Sensor Microwave / Imager (SSM/I) data. Cloud-motion winds are integrated from geostationary satellite observations (Schmetz et al., 1993). All three types of satellite observations have been present during the period we are interested in (1987 until 1991). The period after the Mt Pinatubo eruption is excluded in our analysis, since the humidity in the tropics has been overestimated in the re-analysis (Källberg, 2003). The ERA-40 reanalysis provides within grids of  $1.125^\circ$  latitude x  $1.125^\circ$  longitude, among many other parameters, total column water vapour as well as vertical and horizontal winds in the upper troposphere (at vertical pressure levels of 400 hPa, 300 hPa, 250 hPa, 200

hPa, 150 hPa and 100 hPa). The temporal resolution is six hours, with data at the same universal time.

The ERA-40 moisture field depends on the physical parametrization of the physical model as well as on large-scale motion, particularly the vertical motion. To evaluate the quality of the ERA-40 atmospheric column integrated water vapour, we compared it to the atmospheric column integrated water vapour retrieved from TOVS observations. The latter has been evaluated against in situ observations (Chaboureaud et al., 1998) and compared to SSM/I and Meteosat retrievals (Escoffier et al., 2001). This comparison can be done only for optically thin cirrus ( $\tau < 0.5$ ), because atmospheric water vapour cannot be retrieved from TOVS measurements in the case of optically thicker clouds. Both humidities agree quite well, TOVS providing slightly larger humidities by about 0.78 cm (RMS: 1.23 cm) over the globe, 0.97 cm (RMS 1.18 cm) in the tropics and 0.31 cm (RMS 1.07 cm) in the midlatitudes. On average, about 75% of the atmospheric humidity lies underneath 700 hPa, and only about 5% of the total atmospheric water vapour lies between 500 and 300 hPa. However, zonal averages of atmospheric water vapour show the same behaviour in the upper troposphere than in the lower troposphere, with increasing water vapour from the poles to the tropics.

Uncertainty of the ERA-40 tropical circulation has been estimated to less than 5 m/s for the meridional wind (Uppala, 2002) and about 0.02 Pa/s for the vertical velocity around 300 hPa (Beljaars, 2003).

*Table 1: Average atmospheric properties related to large-scale semi-transparent cirrus in NH midlatitudes, tropics and SH midlatitudes. Data are collected from four summers (1987 – 1990) and winters (1988 – 1991).*

		Water vapour (cm)		Horizontal wind (m/s)		Frequency of situations with		
		mean	RMS	mean	RMS	updraft	no wind	downdraft
NHmidlatitude	summer	3.0	1.2	19.4	11.1	9%	38%	3%
NH midlatitude	winter	1.5	0.8	31.6	15.1	13%	29%	7%
tropics		5.0	0.9	9.7	6.3	7%	44%	0.1%
SH	midlatitude	2.3	1.0	28.3	12.9	6%	42%	2%
summer								
SH midlatitude	winter	1.4	0.7	31.4	14.1	9%	34%	4%

#### 4.2 Co-location of TOVS Path-B cirrus and ERA-40 atmospheric properties

To study correlations between cirrus bulk microphysical properties of large-scale semi-transparent cirrus and the humidity and dynamics of the atmosphere in which they are embedded, we couple the TOVS Path-B cirrus data with the most coincident ERA-40 data (less than 6 hours before and less than 50 km apart). The vertical ( $w$ ) and horizontal winds ( $u, v$ ) are chosen to be in the closest vertical pressure level underneath the cirrus. The horizontal wind has been computed from the South-North ( $v$ ) and West-East components ( $u$ ) as  $uv = \sqrt{(u^2 + v^2)}$ . For the following analysis, we have coupled ERA-40 data with TOVS Path-B data for summers (June to August) from 1987 until 1990 and for winters (December to February) from 1988 until 1991.

#### 4.3 Regional and seasonal atmospheric properties accompanying large-scale cirrus

Table 1 gives an overview of atmospheric properties from ERA-40 in the three latitude bands NH midlatitudes, tropics and SH midlatitudes, when large-scale cirrus, according to TOVS Path-B, are present. For the midlatitudes, average properties are shown for summer and winter separately. As expected, total atmospheric water vapour is highest in the tropics and lowest in midlatitude winter. Large-scale horizontal wind at cloud level is on average weakest in the tropics and strongest in NH midlatitude winter. In the southern hemisphere, large-scale horizontal winds are strong in winter and in summer. Vertical wind can appear as updraft or as downdraft. To investigate large-scale vertical wind, we therefore compute frequencies of occurrence of situations with a strong updraft ( $w < -0.2$  Pa/s, corresponding to about  $-5$  cm/s), very weak vertical wind ( $|w| < 0.05$  Pa/s), and strong downdraft ( $w > 0.2$  Pa/s), all averaged over  $1.125^\circ$  latitude  $\times$   $1.125^\circ$  longitude. At this horizontal resolution, the vertical wind in the tropics is often weak, in 5% of the large-scale cirrus situations there is a strong large-scale updraft, there are nearly no downdraft situations. In the midlatitudes, there are more situations with strong large-scale updraft in winter than in summer. These can probably be related to winter storm tracks.

*Table 2: Frequency of situations with a strong updraft ( $w < -0.2$  Pa/s) when a large-scale cirrus with small effective emissivity or large effective emissivity is present, in NH midlatitudes, tropics and SH midlatitudes. Data are collected from four summers (1987 – 1990) and winters (1988 – 1991).*

		Frequency of strong updraft	
		$\epsilon < 0.55$	$\epsilon > 0.55$
NHmidlatitude	summer	2%	7%
NH midlatitude	winter	2%	11%
tropics		2%	5%
SH	midlatitude	1%	5%
summer			
SH midlatitude	winter	2%	7%

By investigating separately the atmospheric properties in the presence of optically thin and thick cirrus in these different latitude bands, we observed that atmospheric humidity and horizontal winds are similar. However, there is a difference between midlatitudes and tropics concerning situations with large-scale strong updrafts linked to these cirrus: strong large-scale updrafts are more often connected to optically thick than to optically thin cirrus in the midlatitudes, indicating frontal cirrus. In the tropics, convection with strong updraft is connected to a much smaller scale, and therefore there is not much difference in frequencies. In general, however, most cirrus appear in regions with small large-scale updrafts, as can be seen in Table 2.

### 5. Correlations between $D_e$ , IWP, atmospheric humidity and winds

Figs. 9 present mean IWP and  $D_e$  of cold ( $T_{\text{cld}} < 233$  K) large-scale semi-transparent cirrus as function of total atmospheric water vapour, for four different large-scale dynamic situations: no winds ( $|w| < 0.05$  Pa/s and  $uv < 20$  m/s), strong vertical updraft ( $w < -0.2$  Pa/s and  $uv < 20$  m/s) only, strong horizontal wind only ( $|w| < 0.05$  Pa/s and  $uv > 35$  m/s), and strong vertical updraft and horizontal wind ( $w < -0.2$  Pa/s and  $uv > 35$  m/s). On global average, IWP as well as  $D_e$  of these cold large-scale cirrus are larger in a humid atmosphere than in a dry atmosphere. In humid situations, IWP is about  $10 \text{ gm}^{-2}$  larger in regions with strong large-scale vertical updraft than in regions with strong horizontal winds. The latter possibly increase the horizontal cirrus extent and therefore decrease on average the IWP.

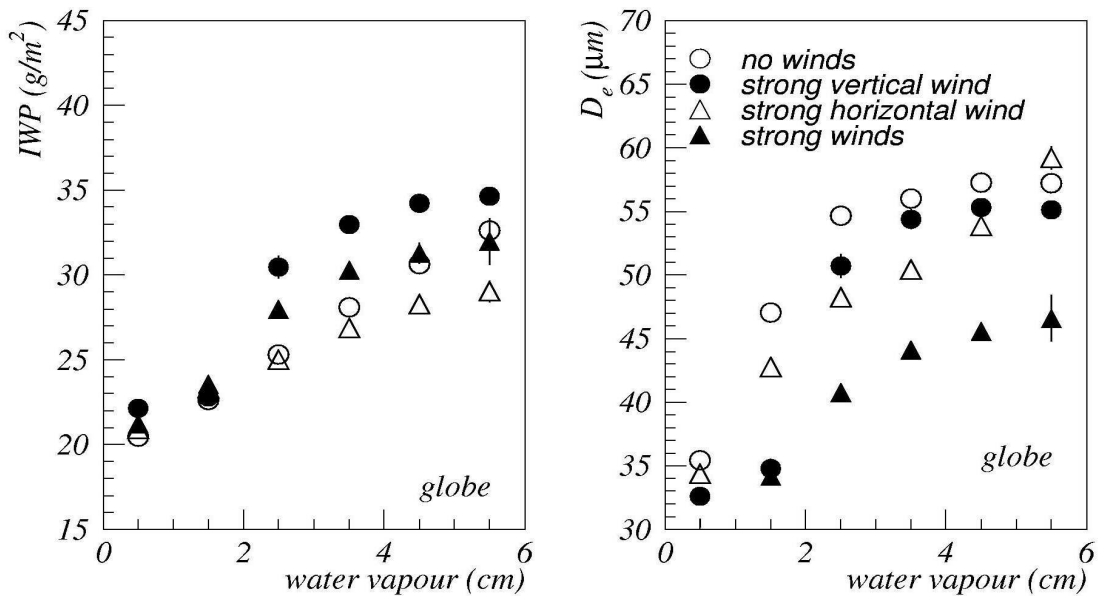


Fig. 9: Global average mean IWP (left) and ice crystal size  $D_e$  (right) of all cold, large-scale semi-transparent cirrus as function of atmospheric humidity, for four different dynamic situations: no winds (○), strong vertical updraft only (●), strong horizontal wind only (△), and strong horizontal wind and vertical updraft (▲). Data are collected from four summers (1987 – 1990) and winters (1988 – 1991). Statistical errors are negligible.

Even the mean effective ice crystal size seems to depend on the large-scale dynamical situation, especially in humid air:  $D_e$  is about  $10\ \mu\text{m}$  larger in the case of no large-scale winds than in the case of strong large-scale winds. Vertical updraft seems to play a slightly bigger role in the decrease of  $D_e$  than horizontal wind.

Considering all large-scale cirrus ( $T_{\text{cld}} < 263\ \text{K}$ ), the behaviour is the same (not shown), but as explained in section 3, the warmer clouds also include water droplets. Therefore we continue to investigate only cold cirrus in this article.

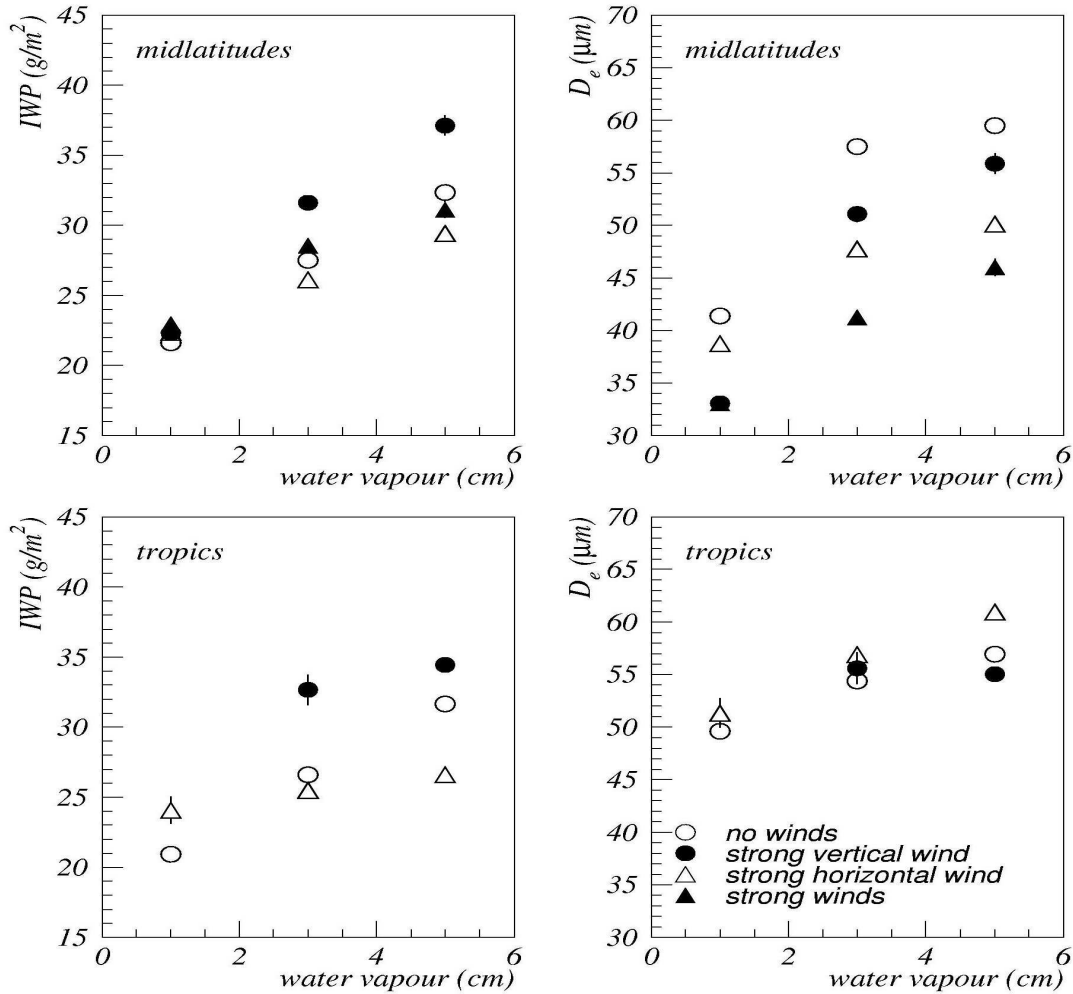


Fig. 10: Average mean IWP (left) and ice crystal size  $D_e$  (right) of cold, large-scale semi-transparent cirrus as function of atmospheric humidity, separately in the midlatitudes (above) and in the tropics (below), for four different dynamic situations: no winds (○), strong vertical updraft only (●), strong horizontal wind only (△), and strong horizontal wind and vertical updraft (▲). Data are collected from four summers (1987 – 1990) and winters (1988 – 1991). Statistical errors are negligible.



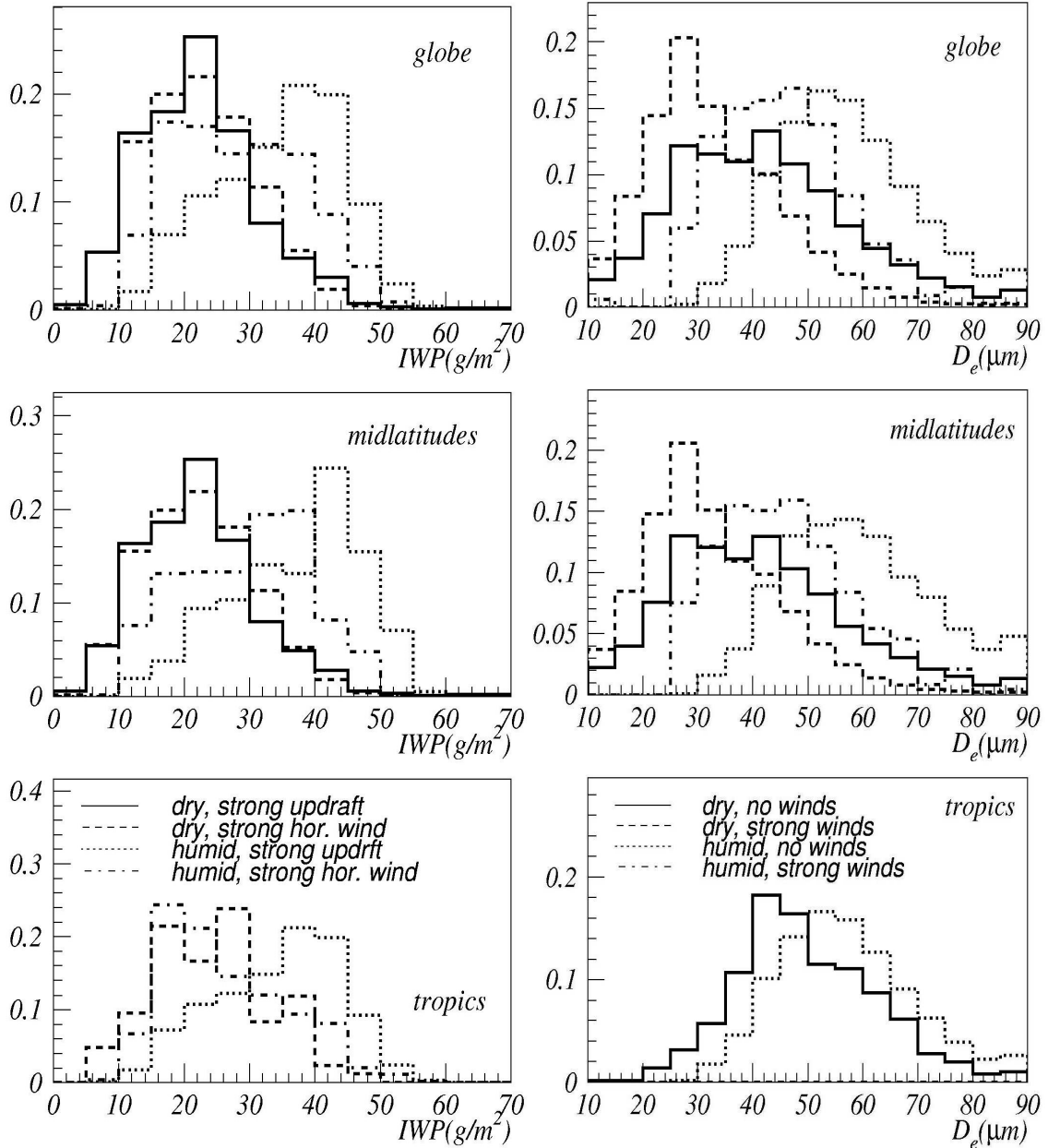


Fig. 11: Normalized frequency distributions of IWP (left) and  $D_e$  (right) over the globe (above), midlatitudes (mid) and tropics (below), separately for a dry and humid atmosphere, for two dynamical situations: IWP distributions are considered according to strong large-scale vertical updraft only and strong large-scale horizontal wind only;  $D_e$  distributions are considered according to no winds and strong winds. Data are collected from four summers (1987 – 1990) and winters (1988 – 1991).

The behaviour of IWP of cold large-scale cirrus stays the same, if considering separately the midlatitudes and the tropics in Figs. 10. The relatively large mean effective ice crystal size with small scatter in the tropics could be explained by the fact that there are no situations with both large-scale horizontal and vertical winds.

Figs. 11 show IWP and  $D_e$  distributions in order to get an idea of the spread of these values within the different situations. In general, the  $D_e$  distributions are broader and more

overlapping than the IWP distributions. IWP distributions of humid situations with strong large-scale updraft only and strong horizontal winds have better separated peaks in the tropics than the distributions in the midlatitudes.

Our large-scale observations show that in addition to temperature also atmospheric water vapour and winds play a role in the distribution of bulk microphysical properties of cirrus.

It is difficult to compare these results to in-situ data, because the horizontal wind has not been measured or analyzed and only ice crystal concentrations (and not IWP) have been analyzed in studies which have connected cirrus bulk microphysical properties to vertical updraft (Stith et al., 2002; Kärcher and Ström, 2003).

## 6. Conclusions and outlook

In addition to cirrus physical properties, such as cloud-top temperature and effective cloud emissivity, the TOVS instruments also allow to retrieve their mean effective ice crystal diameters, integrated over the cloud depth, and then their IWP. Since the  $D_e$  retrieval method is essentially based on the spectral difference in absorption, it can only be applied to semi-transparent cirrus ( $\epsilon_{IR} < 0.85$  or  $\tau_{VIS} < 3.8$ ). The method is sensitive to diameters up to  $80\ \mu\text{m}$ , and to avoid too much horizontal heterogeneity and too much influence from the atmosphere below, it is applied to large-scale (covering at least  $1^\circ$  latitude  $\times$   $1^\circ$  longitude) semi-transparent cirrus with  $\epsilon_{IR} > 0.3$  or  $\tau_{VIS} > 0.7$ . The global averages (from  $60^\circ\text{N}$  to  $60^\circ\text{S}$ ) of  $D_e$  and IWP of these clouds are  $55\ \mu\text{m}$  and  $30\ \text{gm}^{-2}$ , respectively. IWP and  $D_e$  are on average larger in the tropics than in the midlatitudes, where they are larger during summer than during winter.

At first we investigated correlations between average  $D_e$ , IWP and cloud-top temperature of large-scale cirrus over the globe. Whereas IWP increases steadily over the whole temperature range (from  $200\ \text{K}$  to  $270\ \text{K}$ ) from  $20\ \text{gm}^{-2}$  to  $35\ \text{gm}^{-2}$ , the behaviour of  $D_e$  with cloud-top temperature is not so clear. For cold temperatures ( $T_{\text{cld}} < 235\ \text{K}$ ), there is no dependence, whereas for warmer temperatures mean  $D_e$  increases slightly from  $50$  to  $62\ \mu\text{m}$ . However, the scatter of  $D_e$  due to different IWP is large (up to  $30\ \mu\text{m}$ ) and is certainly larger than the dependence on  $T_{\text{cld}}$ . By studying optically thin and thicker cirrus in the midlatitudes and in the tropics separately, we observe a slightly negative correlation between  $D_e$  and IWP for optically thicker cirrus in the tropics, whereas this correlation seems to be slightly positive for all other cirrus (degrading from optically thin cirrus in midlatitudes to optically thin cirrus in tropics).

By making use of TOVS Path-B satellite retrievals and ECMWF reanalyses, we could analyze for the first time correlations between bulk microphysical properties of large-scale semitransparent cirrus and large-scale thermodynamic and dynamic properties of the surrounding atmosphere.

On global average, IWP as well as  $D_e$  of cold large-scale cirrus are larger in a humid atmosphere than in a dry atmosphere. In humid situations, IWP is about  $10\ \text{gm}^{-2}$  larger in regions with strong large-scale vertical updraft than in regions with strong horizontal winds. The latter possibly increase the horizontal cirrus extent and therefore decrease on average the

IWP. Even the mean effective ice crystal size seems to depend on the large-scale dynamical situation, especially in humid air:  $D_e$  is about 10  $\mu\text{m}$  larger in the case of no large-scale winds than in the case of strong large-scale winds.

Distributions of  $D_e$  for the different situations are in general broader and more overlapping than the IWP distributions. IWP distributions of humid situations with strong large-scale updraft only and strong horizontal winds have better separated peaks in the tropics than the distributions in the midlatitudes.

Differences between IWP and  $D_e$  of large-scale cirrus in midlatitudes and tropics suggest that large-scale dynamical and thermodynamical parameters of the atmosphere are important for the resulting bulk microphysical properties of cirrus, in addition to the formation process. In the tropics, most large-scale semitransparent cirrus are part of anvils of tropical convection, whereas in the midlatitudes these clouds are related to jet streams and weather fronts.

These correlations could be compared to those in large-scale cirrus simulated in climate models which have already implemented a parameterization of cirrus formation (Lohmann and Kärcher, 2002).

## Acknowledgements

G. Rädcl was funded by the European Union under the FP5 project CIRAMOSA (EVK2-2000-00597). The ERA-40 analysis data have been made available by ECMWF. We also want to thank two anonymous reviewers for their fruitful comments.

## Références bibliographiques

- Achard, V., 1991 : 3 problèmes clés de l'analyse 3D de la structure thermodynamique de l'atmosphère : mesure du contenu en ozone ; classification des masses d'air ; modélisation "hyper" rapide du transfert radiatif. Thèse Université Paris VII.
- Ackerman, S. A., Smith, W. L., Spinhirne, J. D. et Revercomb, H. E., 1990: The 27-28 October 1986 {FIRE IFO} Cirrus Case Study: Spectral Properties of Cirrus clouds in the 8-12  $\mu\text{m}$  Window. *Mon. Weather. Rev.* **118**: 2377-2388.
- Andersson, E., Haseler, J., Unden, P., Courtier, P., Kelly, G., Vasiljevic, D., Brankovic, C., Cardinali, C., Gaffard, C., Hollingsworth, A., Jakob, C., Janssen, P., Klinker, E., Lanzinger, A., Miller, M., Rabier, F., Simmons, A., Straus, B., Thépaut, J.-N., Viterbo, P., 1998. The ECMWF implementation of three-dimensional variational assimilation (3D-VAR). III: Experimental results. *J. Roy. Meteor. Soc.* **124**: 1831-1860.
- Arnott, W. P., Dong, Y., Hallett, J., Poellot, M. R., 1994: Role of small ice crystals in radiation properties of cirrus: a case, FIRE II, November 22, 1991. *J. Geophys. Res* **99**: 1371-1381.
- Arnott, W. P., Dong, Y., Ya, Y., Hallett, J., 1995: Extinction efficiency in the IR (2 $\mu\text{m}$ -18 $\mu\text{m}$ ) of laboratory ice clouds: Observation of scattering minima in Christiansen bands of ice. *J. Appl. Opt.* **34**: 541-551.
- Baran, A. J., Foot, J. S. et Mitchell, D. L., 1998: The question of ice crystal absorption: A comparison between theory and implications for remote sensing. *Appl. Opt.* **37**: 2207-2215.
- Baran, A. J., Foot, J. S. et Mitchell, D. L., 1998: Retrieval of tropical cirrus thermal optical depth, crystal size and shape using a dual view instrument at 3.7 and 10.8  $\mu\text{m}$ . *J. Atmos. Sci.* **56**: 92-110.
- Baran, A. J., Francis, P. N., Labonotte, L.-C. et Doutriaux-Boucher, M. 2001: A scattering phase function for ice cloud: Tests of applicability using aircraft and satellite multi-angle multi-wavelength radiance measurements of cirrus. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.* **127** : 2395-2416.
- Baran, A. J., Havemann, S., Francis, P. N. et Watts, P. D. 2003: A consistent set of single-scattering properties for cirrus cloud: a test using radiance measurements from a dual-viewing multi-wavelength satellite-based instrument. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.*: in press.
- Barkstrom, B. R., Harrison, E. F., Smith, G. L., Green, R., Kibler, J., Cess, R., et the ERBE Science Team., 1989: Earth Radiation Experiment (ERBE) archival and April results. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **70**: 1254-1262.
- Baum, B., A. et Wielicki, B. A. 1994: Cirrus cloud retrieval using infrared sounding data: Multilevel cloud errors. *J. Appl. Meteor.* **33**: 107-117.

- Beljaars, A. C. M., 2003: Some aspects of modelling of the hydrological cycle in ECMWF. ERA-40 Project Report Series, ECMWF / GEWEX Workshop on Humidity Analysis Proceed., 8 – 11 July 2002, 191-202.
- Bréon, F. M., 199: Reflectances of Broken Cloud fields: Simulation and parametrisation. *J. Atmos. Sci.* **49**: 1221-1232.
- Briand, V., Stubenrauch, C. J., Rossow, W. B., Walcker, A. et Holz, R., 1997: ScaRaB Cloud Scen Identification: the ISCCP Approach. In: *Satellite Remote Sensing of the Atmosphere II*, éd. Par Haigh, J. D., 242-253.
- Briand, V., Vers une meilleur exploitation des observations satellitales pour l'étude de l'effet radiatif des nuages : étude effectuée à l'aide des données ScaRaB et ISCCP. Thèse Université Paris VI, 129 pp. (disponible au LMD, Ecole Polytechnique).
- Burroughs, W. J. 1991: *Watching the world's weather*. Cambridge University Press, 196pp.
- Capderou, M., 1998b: Study of the stability of the ScaRaB shortwae channel. Application: determination of uniform desert zones. *Int. J. Remote sensing* **19**: 3641-3669.
- Chaboureaud, J. P., Chédin, A., Scott, N. A., 1998 : Remote sensing of the vertical distribution of atmospheric water vapor from the TOVS observations. *J. Geophys. Res.* **103**: 8743-8752.
- Chandrasekhar, S., 1960. *Radiative Transfer*, second English edition, 393 pp., Dover Publication, Inc., New York.
- Chang, F. L., LI, Z. L., et Trishchenko, A. P., 2000 : The Dependence of TOA Reflectance Anisotropy on Cloud Properties Inferred from ScaRaB satellite Data. *J. Appl. Meteorol.* **39**: 2480-2493.
- Chédin, A. et Scott, N.A., 1984: Improved Initialization Inversion procedure ("3I"). Proceedings of the first TOVS study conference. Igls, Austria, pp 14-79. Cooperative Institute for Meteorological Satellite Studies.
- Chédin, A., Scott, N.A., Wahiche, C., Moulinier, P., 1985: The Improved Initialized Inversion method: A high resolution physical method for temperature retrievals from the TOVS-N series. *J. Climate Appl. Meteor.* **24**: 128-143.
- Chevallier, F., Chérut, F., Scott, N. A., Chédin, A., 1998. A neural network approach for a fast and accurate computation of a longwave radiative budget. *J. Appl. Meteor.* **37**, 1385-1397.
- Cober, S. G., Isaac, G. A., Korolov, A.V., Strapp, J. W., 2001: Assessing Cloud-Phase Conditions. *J. Appl. Meteor.* **40**: 1967-1983.
- Collins, R. T. H. et Russell, P. B. 1976: *Laser monitoring of the atmosphere*. Springer Verlag, New York.
- Couch, R.H., Rowland, C.W., Ellis, S., Blythe, M.P., Regan, C.P., Koch, M.R., Antill, C.W., Kitchen, W.L., Cox, J.W., Delmore, J.F., Crockett, S. K. et Remus, R. W., 1992: Lidar In-Space Technology Experiment (LITE): NASA'S First In-Space Lidar System for Atmospheric Research. *Optical Engineering* **30**: 88-95

- Courtier, P., Andersson, E., Heckley, W., Pailleux, J., Vasiljevic, D., Hamrud, M., Hollingsworth, A., Rabier, F., Fisher, M., 1998: The ECMWF implementation of three-dimensional variational assimilation (3D-VAR). I: Formulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **124** : 1783-1807.
- Dinguirard, M., et Trémas, T., 1997. Projet ScaRaB : Bilan radiométrique en vol du MV1. Technical Report CT/IA/QTIS/GC 97-172, CNES, 39 pp.
- Donner, L. J., Seman, C. J., Soden, B. J., Hemler, R. S., Warren, J. C., Ström, J., Liou, K.-N., 1997: Large-scale ice clouds in the GFDL SKYHI general circulation model. *J. Geophys. Res.* **102**: 21745-21768.
- Donovan, D. P., van Lammeren, A. P., 2002: First ice cloud effective particle size parameterization based on combined lidar and radar data. *Geophys. Res. Lett.* **29**: 10.1029/2001GL013731.
- Dowling, D. D. et Radke, L. F., 1990: A summary of the physical properties of cirrus clouds. *J. of Appl. Met.* **29**: 970-978.
- Eddington, A. S. 1916: On the radiative equilibrium of the stars. *Mon. Not. Roy. Astronom. Soc.* **77**: 16-35.
- Edwards, J. M., Havemann, S., Thelen, J.-C., Baran, A. J., 2004: A new parametrization for the radiative properties of ice crystals: comparison with existing schemes and impact in a GCM. *Atmos. Res.* : en presse.
- Edwards, J. M., et Slingo, A., 1996: Studies with a flexible new radiation code. I: Choosing a configuration for a large-scale model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **122**: 689-719.
- Escoffier, C., Bates, J. J., Chédin, A., Rossow, W. B., Schmetz, J., 2001: Comparisons of upper tropospheric humidity retrievals from TOVS and Meteosat. *J. Geophys. Res.* **106**: 5227-5238.
- Evans, K. F., 1998 : The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three Dimensional Atmospheric Radiative Transfer, *J. Atmo. Sci.* **55**: 429-446.
- Francis, P. N. , Jones, A., Saunders, R. W., Shine, K. P., Slingo, A. et Sun, Z., 1994: An observational and theoretical study of the radiative properties of cirrus: Some results from ICE'89. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **120**: 809-848.
- Flobert, J.-F., Scott, N. A. et Chédin, A., 1986: A fast model for TOVS radiances computation. Proceedings of 6th AMS Conference on Atmospheric Radiation, Williamsburg, 13-16 May. 186-189.
- Fu, Q., Ping Yang et Sun, W. B., 1998: An accurate parameterization of the infrared radiative properties of cirrus clouds of climate models. *J. Clim.* **11**: 2223-2237.
- Gayet, J. F., Brown, P. R. A. et Albers, F. 1993: A comparison of in-cloud measurements obtained with six PMS 2D-C probes. *J. Atmos. Ocean. Tech.* **10**: 180-194.
- Han, Q., Chou, J. et Welch, R. M., 1997: Ice cloud microphysics and its temperature dependence retrieved from satellite data. *En SPIE proc.* **3220**: 39-47.

- Heymsfield, A. J., 1977: Precipitation development in stratiform ice clouds: A microphysical and dynamical study. *J. Atmos. Sci.* **34**: 367-381.
- Heymsfield, A. J., Platt, C. M. R., 1984: A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content. *J. Atmos. Sci.* **41** : 846-855.
- Heymsfield, A. J. et Miller, K. M., 1990: The 27-28 october 1986 FIRE IFO cirrus case study: cloud microstructure. *Mon., Wea. Re.* **118**: 2313-2328.
- Heymsfield, A. J. et Miloshevich, L., 1995: relative humidity and temperature influences on cirrus formation and evolution: observations from wave clouds and FIRE II. *J. Atmos. Sci.* **52**: 4302-4326.
- Heymsfield, A. J. et McFarquhar, G. M., 1996: High Albedos of Cirrus in the Tropical Pacific Warm Pool: Microphysical Interpretation from CEPEX and from Kwajalein, Marshall Islands. *J. Atmos. Sci.* **53** : 2424-2451 .
- Heymsfield, A. J. et Iaquinta, J., 2000: Cirrus Crystal Terminal Velocities. *J. Atmos. Sci.* **57** : 916-938.
- Heymsfield A. J. et McFarquhar, G. M., 2002: Mid-latitude and Tropical Cirrus - Microphysical Properties, in "Cirrus", edited by DK Lynch, K sassen, D O'C Starr, G.
- Holton, J. R., Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Douglass, A. R., Rood, R. B., Pfister, L., 1995: Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. of Geo.* **33**: 403-439.
- Holz, R., 2001: Contribution à l'élaboration d'une climatologie globale des cirrus: Etude de l'impacte de la variabilité des propriétés optiques infrarouges des cristaux de glace sur la restitution du diameter effectif à partir d'observations spatiales. Thèse Ecole Polytechnique, 125 pp. (disponible au LMD, Ecole Polytechnique).
- Jin, Y., et Rossow, W. B. , 1997. Detection of cirrus overlapping low-level clouds. *J. Geophys. Res.* **102**: 1727-1737.
- Källberg, P., 2003. ERA-40 hydrological cycle. ERA-40 Project Report Series, ECMWF / GEWEX Workshop on humidity analysis Proceed., 8 – 11 July 2002, 101-105.
- Kandel, R. S., Viollier, M., Raberanto, P., Duvel, J. Ph., Pakhomo, L. A., Golovko, V. A., Trishchenko, A. P., Mueller, J., Raschke, E., Stuhlmann, R., et the International ScaRaB Scientific Working Group (ISSWG), 1998: The scaRaB earth radiation budget dataset. *Bull. Amer. Meteo. Soc.* **79**: 765-783.
- Kärcher, B., Ström, J., 200: The roles of dynamical variability and aerosols in cirrus cloud formation. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* **3**: 1415-1451.
- Key, J., Schweiger, A., 1998: Tools for atmospheric radiative transfer: Streamer and FluxNet, *Computer & Geosciences* **24**: 443-451.
- Khain, A., Ovtchinnikov, M., Pinsky, M., Pokrovsky, A., Krugliak, H., 2000: Notes on the state-of-the-art numerical modelling of cloud microphysics. *Atmos. Res.* **55**: 159-224.

- Kinne, S., T. P. Ackerman, M. Shiobara, A. Uchiyama, A. J. Heymsfield, L. Milosevich, J. Wendell, E. W. Eloranta, c. Purgold, 1997: Cirrus cloud radiative and microphysical properties from ground observations and in situ measurements during FIRE 1991 and their application to exhibit problems in cirrus solar radiative transfer modelling. *J. Atmos. Sci.* **54**: 2320-2344.
- Korolev, A. V. et G. A. I. J. Hallett 2000: Ice particle habits in stratiform clouds. *Quart. J. R. Meteorol. Soc.* **126**: 2873-2902.
- Korolev, A. V., Isaac, G. A., Mazin, I. P., Barker, H. W., 2001: Microphysical properties of continental clouds from in-situ measurements. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **127**: 2117- 2151.
- Korolev, A. V., Isaac, G. A., Cober, S. G., Strapp, J. W., Hallett, J., 2003: Microphysical characterization of mixed-phase clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **129**: 39- 65.
- Kristjansson, J. E., Edwards, J. M., Mitchell, D. L., 1999: A new parameterization scheme for the optical properties of ice crystals for use in general circulation models of the atmosphere. *Phys. Chem. Earth B* **24**: 231-236.
- Kristjansson, J. E., Edwards, J. M., Mitchell, D. L., 2000: Impact of a new scheme for optical properties of ice crystals on climates of two GCM's. *J. Geophys. Res.* **105**: 10063-10079.
- Liou, K. N., 1986: Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *J. of Geophys. Res.* **103**: 1799-1805.
- Liou, K. N., 1992: Radiation and cloud processes in the atmosphere. Oxford University Press.
- Loeb, N. G., Parol, F., Buriez, J., et Vanbauce, C., 1999: Top of Atmosphere Albedo Estimation : Use of cloud Properties for improved Angular Distribution Models. In: *10 th AMS conference on atmospheric radiation Proceedings*, Madison, Wisconsin, 226-229.
- Lohmann, U., Kärcher, B., 2002: First interactive simulations of cirrus clouds formed by homogeneous freezing in the ECHAM general circulation model. *J. Geophys. Res.* **107**: 10.1029/2001JD000767.
- Mace, G. G., Starr, D. O'C, Ackerman, T. P. et Minnis, P., 1995: Examination of coupling between an upper tropospheric cloud system and synoptic scale dynamics diagnosed from wind profiler and radiosonde data. *J. Atmos. Sci.* **52**: 4094-4127.
- Mace, G. G., Sassen, K., Kinne, S. et Ackerman, T. P., 1998: An examination of cirrus cloud characteristics using data from millimetre wave radar and lidar: The 24 April SUCCESS case study. *Geophys.Res. Let.* **25**: 1133-1136.
- Mace, G. G., Clothiaux, E. E. et Ackerman, T. P., 2001: The composite characteristics of cirrus clouds : bulk properties revealed by one year of continuous cloud radar data. *J. Climate* **14** : 2185-2203.
- Macke, A., Mueller, J., Stuhlmann, R. et Raschke, E., 1995 : A study on bidirectional reflection function for broken cloud field over ocean. *Adv. Space Res.* **16**: 50-58.
- McCormick, M. P., D. M. Winker, E. V. Browell, J. A. Coakley, C. S. Gardner, R. M. Hoff, G. S. Kent, S. H. Melfi, R. T. Menzies, C. M. R. Platt, D. A. Randall, and J. A. Reagan, 1993:



- Scientific Investigations planned for the Lidar In-Space Technology Experiment (LITE), *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **74**: 205-214.
- McFarlane, N. A., Boer, G. J., Blanchet, J. P., Lazare, M., 1992. The Canadian Climate Centre second-generation general circulation model and its equilibrium climate. *J. Climate* **5**: 1013-1044.
- McFarquhar, G. M., Heymsfield, A. J., 1996: Microphysical Characteristics of three Anvils sampled during the Central Equatorial Pacific Experiment (CEPEX). *J. Atmos. Sci.* **53**: 2401-2423.
- McPeters, R. D., Heath, D. F., et Bhartia, P. K., 1984: Average ozone profiles for 1979 from the NIMBUS-7 SBUV instrument. *J. Geophys. Res.* **89**: 5199-5214.
- Meador, W.A., et W.R. Weaver, 1980: Two-stream approximation to radiative transfer in planetary atmospheres: A unified description of existing methods and a new improvement. *J. Atmos. Sci.* **37**: 630-643.
- Minnis, P., Heck, P. W. , et Young, D. F., 1993: Inference of cirrus cloud properties using satellite-observed visible and infrared radiances. Part II: Verification of theoretical cirrus radiative properties. *J. Atmos. Sci.* **50**: 1305-1322.
- Mitchell, D. L., S. K. Chai, Y. Liu, 1996: Modeling Cirrus Clouds: I) Treatment of Bimodal Size Spectra and Case Study Analysis. *J. Atmos. Sci.* **53**: 2952-2966.
- Mitchell, D. L., Ivanova, D., Edwards, J. M., McFarquhar, G. M., 1999. A GCM parameterization of bimodal size spectra for ice clouds. Proc. 9<sup>th</sup> ARM Science Team Meeting, San Antonio, Texas. (Available at <http://www.arm.gov/docs/documents/technical/conference.html>)
- Mitchell, D. L., 2002: Effective diameter in radiative transfer: Definition, applications and limitations. *J. Atmos. Sci.* **59**: 2330-2346.
- Nussenzweig H. M., and W. J. Wiscombe, 1980: Efficiency factors in Mie scattering. *Phys. Rev. Lett.* **45**: 1490-1493.
- Omar, A. H. et Gardner, C.S. 2001 : Observations by the Lidar In-space Technology Experiment (LITE) of high altitude clouds over the Equator in regions exhibiting extremely cold temperatures. *J. Geophys. Res.* **106**, 1227.
- Platt, C. M. R., Winker, D. M. et Vaughan, M. A. 1999: Backscatter to extinction ration in cirrus observed in the layers of tropical mesoscale convective system and isolated cirrus from LITE observations. *J. Appl. Met.* **38**: 1330–1345
- Poore, K. D., Wang, J., et Rossow, W. B., 1995: Cloud layer thickness from a combination of surface and upper air observations. *J. Clim* **8**: 550-568.
- Prabhakara, C., Fraser, R. S., Dalu, G. Wu, M. L. C. et Curran R. J. 1988: Thin cirrus clouds: Seasonal distribution over oceans deduced from Nimbus 4 IRIS. *J. Appl. Meteorol.* **27**: 379-399.

- Pruppacher, H. R., 1995: A new look at homogeneous ice nucleation in supercooled water drops. *J. Atmos. Sci.* **45**: 1924-1933.
- Rädel, G., Stubenrauch, C. J., Holz, R., Mitchell, D. L., 2003: Retrieval of Effective Ice Crystal Size in the Infrared: Sensitivity Study and Global Measurements from the TIROS-N Operational Vertical Sounder. *J. Geophys. Res.* **108**: 10.1029/2002JD002801.
- Raison, F., 1996 : Modélisation et étude du bilan radiométrique de l'instrument ScaRaB embarqué sur le satellite Météor-3/7. Thèse Université Paris VII, 197 pp. (disponible au LMD, Ecole Polytechnique).
- Raschke, E., Flamant, P., Fourquart, Y., Hignett, P., Isaka, H., Jonas, P. R., Sundquist, H. et Wendling, P., 1998 : Cloud-radiation studies during the European Cloud Radiation Experiment (EUCREX). *Surveys in Geophys.* **19**: 89-138.
- Rossow, W. B., Walker, A. W., Beuschel, D., et Roiter, M., 1996: International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) : Description of New Cloud Dataset. WMO/TD-No.737, World Climate Research Program (ICSU and WMO), Geneva, Switzerland, 115 pp.
- Rossow, W.B., Schiffer, R.A., 1999: Advances in Understanding Clouds from ISCCP. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **80**: 2261-2287.
- Sassen, K., Starr, D. O'C. , Mace, G. G., Poellot, M. R., Melfi, S. H., Eberhard, W. L., Spinhirne, J. D., Eloranta, E. W., Hagen, D. E. et Hallett, J. 1995: The 5-6 December 1991 FIRE IFO II jet stream cirrus case study: Possible influences of volcanic aerosols. *J. Atmos. Sci.* **52**: 97-123.
- Sauvage, L., 2000: Observation des cirrus des moyennes latitudes par lidar: importance du courant jet polaire pour la formation et les échanges verticaux. Thèse de doctorat, Université Paris VI.
- Schmetz, J., Holmlund, K., Hoffman, J., Strauss, B., Mason, B., Gaertner, V., Koch, A., van de Berg, L., 1993: Operational cloud-motion winds from Meteosat infrared images. *J. Appl. Meteor.* **32**: 1206-1225.
- Scott, N. A., Chédin, A., 1981: A fast line by line method for atmospheric absorption computations: the Automized Atmospheric Absorption Atlas. *J. Appl. Meteor.* **20**: 802-812.
- Scott, N. A., Chédin, A., Armante, R., Francis, J., Stubenrauch, C. J., Chaboureaud, J.-P., Chevallier, F., Claud, C., Chérut, F., 1999 : Characteristics of the TOVS Pathfinder Path-B Dataset. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **80**: 2679-2701.
- Smith, W. L., Woolf, H. M., Hayden, M. C., Wark, D. Q., McMillin, L. M., 1979: The TIROS-N Operational Vertical Sounder. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **60**: 1177-1187.
- Stamnes, K., Tsay, S. C., Wiscombe, W. J. et Jayaweera, K., 1988: Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.* **27**: 2502-2509.
- Starr, D. O'C. et Stephens, K. Cox, 1985a: Cirrus Cloud Model. *J. Atmos. Sci.* **42**: 2663-2681.
- Starr, D. O'C. et Stephens, K. Cox, 1985b: Numerical experiments on the formation and

- maintenance of cirrus. *J. Atmos. Sci.* **42**: 2682-2694.
- Starr, D. O'C. et Wylie, D. P., 1990 : The 27-28 october 1986 FIRE Cirrus Study Meteorology and Clouds. *Mon. Weath. Rev.* **118**: 2259-2287.
- Stith, J. L., Dye, J. E., Bansemer, A., Heymsfield, A. J., Grainger, C. A., Petersen, W. A., Cifelli, R., 2002. Microphysical observations of tropical clouds. *J. Appl. Meteor.* **41**: 97-117.
- Strabala, K. I., Ackerman, S. A. et Menzel, W. P., 1994: Cloud properties inferred from 8-12  $\mu\text{m}$  data. *J. Appl. Meteorol.* **33**: 212-229.
- Stubenrauch, C. J., Chédin, A., Armante, R., et Scott, N. A., 1999a: Clouds as seen by Infrared Sounders (3I) and Imagers (ISCCP): Part II) A New Approach for Cloud Parameter Determination in the 3I Algorithms. *J. Climate* **12**: 2214-2223.
- Stubenrauch, C. J., Holz, R., Chédin, A., Mitchell, D. L., Baran, A. J., 1999b: Retrieval of Cirrus Ice Crystal Sizes from 8.3 and 11.1  $\mu\text{m}$  Emissivities Determined by the Improved Initialization Inversion of TIROS-N Operational Vertical Sounder Observations. *J. Geophys. Res.* **104**: 31793-31808.
- Stubenrauch, C. J., W. B. Rossow, F. Chérut, A. Chédin, and N. A. Scott, 1999c: Clouds as seen by Infrared Sounders (3I) and Imagers (ISCCP): Part I) Evaluation of Cloud Parameters. *J. Climate*, **12**, 2189-2213.
- Stubenrauch, C. J., Rossow, W. B., Scott, N. A., Chédin, A., 1999d: Clouds as seen by Infrared Sounders (3I) and Imagers (ISCCP): Part III) Combining 3I and ISCCP Cloud Parameters for better Understanding of Cloud Radiative Effects. *J. Climate* **12**: 3419-3442.
- Stubenrauch, C. J. et le groupe CIRAMOS 2000: final report on the European Environmental project EVK2-CT-2000-00063, 99pp. (Available at: <http://www.lmd.polytechnique.fr/CIRAMOS/Welcom.html>).
- Stubenrauch, C. J., V., Briand et W. B., Rossow: The role of clear-sky identification in the study of cloud radiative effects: combined analysis from ISCCP and the scanner of radiation budget. *J. Appl. Meteorol.*, **41**: 396-412.
- Suttles, J. T., Green, R. N., Minnis, P., Smith, G. L., Staylor, W. F., Wielicki, B. A., Walker, I. J., Young, D. F., Taylor, V. R. et Stowe, L. L., 1988: Angular Radiation Models for the Earth-Atmosphere System. Volume I: Shortwave Radiation. *Technical report, NASA RP-1184*.
- Van De Hulst, H. C. 1957: Light Scattering by Small Particles. Wiley, New York.
- Uppala, S., 2002: ECMWF Reanalysis, 1957-2001, ERA-40. ERA-40 Project Report Series, 3. Workshop on Re-analysis, 5 – 9 Nov. 2001, 1-10.
- Viollier, M., Kandel, R. S. et Raberanto, P., 1995 : Inversion and space-time averaging algorithms for ScaRaB (Scanner for Earth Radiation Budget) comparison with ERBE. *Ann. Geophys.* **13**: 959-968.
- Wang, J., W. B. Rossow, and Y. Zhang, 2000: Cloud vertical structure and its variations from a 20-Year global rawinsonde dataset, *J. Climate* **13**: 3041-3056.

- Warren, S. G., Hahn, C. J., et London, J., 1985: Simultaneous occurrence of different cloud types. *J. Climate Appl. Meteor.* **24**: 658-667
- Wielicki, B. A., Barkstrom, B. R., Harrison, E. F., Lee, R. B., Smith, G. L. et Cooper, J. E., 1996. Cloud and the Earth's Radiant Energy System (CERES): An Earth Observing System Experiment. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **77**: 853-868.
- Wielicki, B. A., Cess, R. D., King, M. D., Randall, D. A., et Harrison, E. F., 1995: Mission to planet Earth: role of clouds and radiation in climate. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **76**: 2125-2153.
- Winker, D.M., Couch, R.H. et M.P. McCormick, 1996: An overview of LITE NASA's Lidar In-Space Technology Experiment, *Proc. IEEE* **84**: 164-180
- Winker, D. M., and C. R. Trepte, 1998: Laminar cirrus observed near the tropical tropopause by LITE, *Geophys. Res. Lett.* **25**: 3351-3354.
- Wiscombe, W. J., et Evans, J. W., 1977. Exponential-sum fitting of radiative transmission function. *J. Comput. Phys.* **24**: 416-444.
- Wylie, D. P., Menzel, W. P., Woolf, H. M., Strabala, K. I., 1994: Four Years of Global Cirrus Cloud Statistics using HIRS. *J. Climate* **7**: 1972-1986.
- Wylie, D.P., Menzel, W.P., 1999: Eight Years of High Cloud Statistics Using HIRS. *J. Climate* **12**: 170-184.
- Yang, P., Wei, H.-L., Baum, B., Huang, H.-L., Heymsfield, A. J., Hu, Y. X., Gao, B.-C., Turner, D. D., 2003: The spectral signature of mixed-phase clouds composed of non-spherical ice crystals and spherical liquid droplets in the terrestrial window region. *J. Quant. Spectros. Rad. Trans.* **79-80** : 1171-1188.
- Young, K. C., 1993 : Microphysical processes in clouds. Oxford University Press, New York.
- Young, S., A., 1995: Analyses of lidar backscatter profiles in optically thin clouds, *Appl. Opt.*, **34**: 7019-7031.
- Young, S. A., 2001: An investigation into the performance of algorithms used to retrieve cloud parameters from LITE lidar data, and implications for their use with PICASSO-CENA lidar data, *CSIRO Atmosph. Res. Techn. Paper no. 53*, 47 pp.
- Zdunkowski, W.G., Welch, R. M. et Korb, G., 1980: An investigation of the structure of typical two-stream methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds. *Beitr. Phys.* **53**: 147-166.